

FILTERKONZEPTE FÜR DEN TERAHERTZ- FREQUENZBEREICH

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

dem
Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Norman Born

aus
Dessau

Marburg/Lahn, 2015



Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
(Hochschulkennziffer 1180)

als Dissertation angenommen am: 09.12.2015

Erstgutachter:	Prof. Dr. Martin Koch
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Peter Uhd Jepsen
Prüfer:	Prof. Dr. Bruno Eckhardt
Prüfer:	Prof. Dr. Heinz Jänsch

Tag der mündlichen Prüfung: 14.12.2015

Die vorliegende Arbeit wurde am
***Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg***
und am
***College of Optical Sciences der University of
Arizona***
unter der Anleitung von:

Herrn Prof. Dr. Martin Koch

in der Zeit von Januar 2012 bis Oktober 2015
angefertigt.

«Man cannot discover new oceans unless he has the courage to lose sight of the shore. »

oder

«Wie könnte man einen neuen Kontinent entdecken, wenn man Angst hat die Küste aus den Augen zu verlieren? »

*Zitat von **André Gide** aus: „Die Falschmünzer“*

Wie heute in der Wissenschaft oder vor 500 Jahren für Christoph Kolumbus ist dabei nicht sicher, vor welcher Küste man landen wird.

ABSTRACT

In the spectrum of electromagnetic radiation the terahertz frequency band spans the transition between the optical and the electrical regimes. In this context, the term “electrical regime” represents the part of the spectrum which is fully accessible by today’s semiconductor electronics. It consists of radiation components with relatively low frequencies and is, for instance, used to transfer data (e. g. broadcast or wireless communication). In contrast, the “optical regime” refers to radiation with relatively high frequencies. In this part of the spectrum, fundamentally different concepts to generate and detect the radiation have to be used (e. g. light bulbs).

Historically, the terahertz regime was difficult to use for specific applications. In this part of the spectrum, the common detection concepts from both neighboring domains failed. However, this situation changed within the last 20 years because of the development of new approaches. Today, the terahertz regime becomes accessible for more and more applications like material characterization or security applications.

In this context, devices that can manipulate terahertz radiation become increasingly important for scientific and industrial applications. To achieve such manipulation, approaches can be adapted partly from the neighboring domains. Additionally, new concepts are also possible for this wavelength regime. They are often based on periodical structures that are small compared to terahertz wavelengths. As a result, their dimensions lay in a region which is easy to handle with standard photolithographic techniques.

To further foster this technology, this work addresses filters and modulators for the terahertz regime and studies the fundamentals that lead to new characteristics or new devices.

The discussion of the results starts with an alternative approach to fabricate two dimensional filter surfaces. The method is, in comparison to photolithographic techniques, very flexible and additionally allows for the fabrication of freestanding filters. It is based on laser ablation and can remove certain materials from a sample substrate or foil. The advantages of this technique in particular are that additional materials or different layers of materials, which are hard to handle in lithography or via etching treatments, can be processed. Furthermore, the new method allows for removing of relatively thick layers that are hard to process in lithography. At the same time, it reaches a processing resolution that is comparable to photolithography due to the positioning accuracy of the positioning stages used. Moreover, disadvantages that are caused by a substrate layer are removed by utilizing the possibility of fabricating freestanding samples and since the process is not dependent on a photo mask, it is more flexible. This work demonstrates the proposed technique and characterizes some well-known devices like band pass filters or polarizers that are fabricated with this technique.

In the following sections, different cavities are adapted, utilized and characterized as filters and modulators for the terahertz regime. In particular, Fabry Pérot based filters with very sharp transmission bands and Q-Factors in the region of 500 are discussed. Due to their robust and simple to handle design they can be used very easily. They consist of two metal wire gratings on both surfaces of a semiconductor wafer with very parallel edges. In the setup, they can be tuned in a small frequency region by temperature control or by rotating the sample.

Furthermore, at the end of this section, there is given a small outlook that discusses the possibility of using such cavities to enhance sensitivity for probing very thin samples.

The following section widens the concept from a filter to a modulator. For this purpose, the optical excitation of free carriers inside the semiconductor substrate is used to achieve an efficient damping of the transmission. The fabricated sample reaches a modulation depth of 90% and a transmission maximum of about 80% at a selected frequency of 942 GHz. Additionally, the discussion includes statements about effects that could improve or deteriorate the modulation characteristics.

After that, a thin film is used inside the cavity that can change its phase state from an insulating to a conducting phase via different stimuli. This phase transition can be triggered very fast, but is restricted by a hysteresis in reverse. In testing, the device switches sharp transmission bands by a temperature change and reaches a finesse of about 6. The transition happens in a temperature region smaller than 10°C and possibly allows for future applications to reduce the threshold intensity for a second, yet faster stimulus, which could be optical or electrical.

Finally, this work concentrates on filter surfaces which consist of periodically arranged metallic resonators on a dielectric substrate. These unit cells exhibit resonances that are mainly given by the geometry of the resonator. The resonance wavelengths are distinctly smaller than the size of the unit cell and in certain circumstances, the shape of the resonance is asymmetric and therefore often referred to as Fano-like.

Initially, a concept is proposed and studied that allows for multiple sharp Fano-like resonances at a time. Individual Fano-like resonances can be excited in some asymmetric resonators. Beyond this, this work shows that slightly changed lattices in chess board geometry can lead to similar resonance characteristics. If both concepts are applied at the same time, it is possible to excite several sharp resonances. For demonstration, two different examples are used in which parameter sweeps and their influence on transmission characteristics and current distributions are investigated. In the future, such frequency-selective surfaces could be used to filter different frequency bands or to build the platform for a novel generation of thin film sensors.

Moreover, this work addresses the angular dependent characteristics of the previously proposed filters and investigates an effect which leads to an enhanced sensitivity to the incidence angle. This effect, which is connected to the periodicity of the resonators, is used to achieve a pronounced sensitivity within a selected resonance of a multi band filter. By studying the underlying relationships it is found that there is a region of highest sensitivity to the angle of incidence that can be tuned. Furthermore, it is observed that not all resonator types and not each resonance type is similarly sensitive.

ZUSAMMENFASSUNG

Der terahertz-Frequenzbereich stellt im Spektrum elektromagnetischer Strahlung das Bindeglied zwischen dem sogenannten *optischen* und dem *elektronischen* Bereich dar. Mit dem elektronischen Bereich ist dabei das Frequenzspektrum gemeint, das mit der heutigen Halbleitertechnik vollständig zugänglich ist. Es besteht aus relativ niederfrequenter Strahlung und wird beispielsweise genutzt, um Daten zu übertragen (siehe Radio oder W-LAN). Unter dem optischen Bereich versteht man dem gegenüber Strahlung mit relativ hohen Frequenzen, bei der grundlegend andere Konzepte zur Erzeugung und Detektion eingesetzt werden (z.B. Glühlampen).

Bisher war der terahertz-Bereich nur schwer für Anwendungen nutzbar, da bekannte Detektionskonzepte aus beiden Domänen hier versagten. Seit den letzten 20 Jahren wandelt sich diese Situation allerdings durch die Entwicklung neuer Ansätze. So wird der terahertz-Frequenzbereich derzeit für immer vielfältigere Anwendungen, wie die Materialprüfung oder die Sicherheitstechnik, zugänglich.

In diesem Zuge werden für wissenschaftliche und industrielle Anwendungen auch Bauelemente zur Manipulation der terahertz-Strahlung immer interessanter. Dabei können Herangehensweisen in Teilen aus den beiden benachbarten Bereichen adaptiert werden. Doch auch völlig neue Ansätze werden für diese Wellenlängen möglich. Sie basieren häufig auf periodischen Strukturen, die kleiner als die Wellenlänge der Strahlung sind und liegen damit in einer Größenordnung, die mit Hilfe von herkömmlicher Fotolithographie noch relativ leicht zugänglich ist.

In dieser Arbeit werden deshalb Filter und Modulatoren für terahertz-Strahlung behandelt und Grundlagen, die zu neuen Eigenschaften oder neuen Bauelementen führen, studiert.

Begonnen wird mit einer alternativen Herstellungsmethode für zweidimensionale Filteroberflächen, die im Vergleich zur Fotolithographie sehr flexibel ist und zusätzlich die Herstellung von freistehenden Filtern erlaubt. Diese Methode basiert auf der Laser-Ablation, durch welche gezielt verschiedene Materialien von einer Probe oder einer dünnen Folie abgetragen werden können. Die Vorteile dieser Technik liegen insbesondere darin, dass auch Materialien bearbeitet werden können, die sich z.B. in lithographischen Techniken nicht ätzen lassen oder dafür zu dick sind. Sie erreicht dabei – durch die sehr präzisen Positioniertische – eine Auflösung, die im Bereich herkömmlicher Lithographie liegt. Darüber hinaus werden bei freistehenden Proben Nachteile aufgehoben, die durch ein Substrat entstehen. Zusätzlich ist der Prozess nicht an eine vorher definierte Fotomaske gebunden, wodurch sich eine hohe Flexibilität ergibt. In dieser Arbeit werden mit Hilfe dieser Herstellungstechnik einige Beispiele wie Bandpass-Filter oder Polarisatoren demonstriert und charakterisiert, die aus der Literatur bereits bekannt sind.

Hierauf folgt ein breiter Themenkomplex, in dem unterschiedliche Hohlraumresonatoren als Filter und Modulatoren für den terahertz-Bereich adaptiert, studiert und besprochen werden. Dabei werden unter anderem Filter mit sehr schmalen Transmissionsbändern diskutiert, die Gütefaktoren in einem Bereich von 500 aufweisen. Durch ihr relativ robustes und einfach zu handhabendes Design von schmalen Metallgittern auf den sehr parallelen Grenzflächen eines Halbleiterwafers können sie ohne weiteres in Freistrahlaufbauten eingesetzt werden. Zusätzlich ist eine Feinjustage möglich, indem der Filter temperiert oder gedreht wird. Weiterhin wird in einem Ausblick beispielhaft

demonstriert, wie sich mit einem Hohlraumresonator die Sensitivität eines möglichen Dünnschichtdetektors verbessern ließe.

Der darauffolgende Abschnitt erweitert das Konzept des Hohlraumfilters für die Anwendung als Modulator. Genutzt wird hierbei, dass in dem halbleitenden Trägersubstrat optisch freie Ladungsträger angeregt werden können, die innerhalb des Resonators zu einer effektiven Dämpfung der Transmission führen. Dabei erreichte das Musterbauteil eine Modulationstiefe von 90% bei einer maximalen Ausgangstransmission von ca. 80% an einer ausgesuchten Frequenz bei 942 GHz. Darüber hinaus werden in der Diskussion Effekte besprochen, welche die Modulationseigenschaften verschlechtern oder verbessern.

Im Anschluss wird ein Dünnschicht in einem Hohlraumresonator genutzt, der reversibel seinen Phasenzustand über verschiedene Stimuli von einer isolierenden in eine leitende Phase ändern kann. Dieser Phasenübergang kann extrem schnell vonstattengehen, unterliegt aber einer Hysterese für die Rückrichtung. Das Musterbauteil schaltet scharfe Transmissionsbänder über eine Temperaturänderung und erreicht eine Finesse von ca. 6. Die Phasenänderung geschieht dabei in einem Temperaturbereich, der kleiner als 10°C ist und gestattet möglicherweise zukünftig das Herabsetzen der Schwellintensität für einen zweiten, schnelleren Stimulus, der sowohl optisch als auch elektrisch sein könnte.

Schließlich beschäftigt sich diese Arbeit mit Filteroberflächen, die sich aus periodisch angeordneten, metallischen Resonatoren auf einem dielektrischen Substrat zusammensetzen und Resonanzen aufweisen, die vorwiegend durch die Geometrie der Resonatoren bestimmt werden. Dabei sind die Resonatoren deutlich kleiner als die Resonanzwellenlänge und es kommt unter bestimmten Umständen zu asymmetrischen Resonanzverläufen, die als Fano-artig bezeichnet werden.

Zunächst wird dabei ein Konzept vorgestellt und studiert, in dem sich multiple, scharfe und Fano-artige Resonanzen anregen lassen. Einige dieser Resonanzen können beispielsweise über asymmetrische Resonatoren erzeugt werden. Darüber hinaus wird gezeigt, dass auch ein leicht verändertes Gitter in einer Schachbrettgeometrie zu einem ähnlichen Resonanzverlauf führt. Werden beide Konzepte gleichzeitig auf eine Filteroberfläche angewandt, so lassen sich mehrere, scharfe Resonanzen auf einmal anregen. Die Demonstration gelingt anhand von zwei unterschiedlichen Beispielen, bei denen Geometrieparameter sowie ihr Einfluss auf die Transmissionseigenschaften und die Stromverteilungen untersucht werden. Zukünftig könnten derartige Oberflächen als Filter für verschiedene Bänder eingesetzt werden oder die Plattform für eine neue Generation von Dünnschicht-Sensoren bilden.

Abschließend widmet sich diese Arbeit den winkelabhängigen Eigenschaften der zuvor besprochenen Filter und studiert einen Effekt, der zu einer erhöhten Sensitivität auf den Einfallswinkel führt. Dieser Effekt, der sich auf die Periodizität der metallischen Resonatoren zurückführen lässt, wird ausgenutzt, um eine besonders hohe Sensitivität einer einzelnen Resonanz innerhalb eines Filters mit multiplen scharfen Resonanzen zu erzeugen. Dabei zeigt sich, dass sich der Bereich der höchsten Sensitivität für den Einfallswinkel einstellen lässt und dass nicht jeder Resonatortyp bzw. nicht jede Resonanzart gleich empfindlich für dieses Phänomen ist.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand während meiner beinahe vierjährigen Beschäftigung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg. Hier wurde mir die Ehre zu teil, für und zusammen mit Prof. Martin Koch, meinem Doktorvater, an den unterschiedlichsten Themengebieten zu arbeiten und zu forschen. Dabei hatten nicht alle Themengebiete direkt mit meinem eigentlichen Promotionsthema zu tun, wodurch ich heute auf einen umso breiteren Erfahrungsschatz zurückblicken kann.

Ihm gebührt daher auch mein erster Dank. Diesen bin ich ihm schuldig, da er mich schon vor dem Beginn meiner Promotion aktiv förderte. Dies geschah unter anderem, indem er mich sehr früh auf kleinere Konferenzen, wie einem Heraeus Seminar über „*THz Radiation: Generation, Detection and Application*“, dem Treffen des *Deutschen Terahertz Zentrums e.V.* oder zu einem einwöchigen Gruppenseminar, mitnahm.

Später übertrug mir Prof. M. Koch immer mehr Aufgaben und ermöglichte es mir, mich in einem interdisziplinären und teils auch sehr anwendungsorientierten Umfeld zu beweisen. Dies geschah, indem er mir die Projektarbeit auf einem Drittmittelprojekt zu Trockenstressuntersuchungen an Nutzpflanzen übertrug. Durch das rege Interesse auf diesem Gebiet sind hier auch einige Veröffentlichung entstanden, auf die ich gerne zurückblicke (Referenz: [IX], und: [X]). Für die konstruktive Zusammenarbeit möchte ich deshalb auch D. Behringer, S. Beyer, Prof. E. Castro-Camus, Dr. M. Hohmann, Dr. S. Liepelt, sowie Prof. B. Ziegenhagen danken.

Dr. T. Henning stand mir an der Justus-Liebig-Universität Gießen stets mit Rat und Tat zur Seite, wenn es um Probleme bei der Fotolithographie für unterschiedlichste Aufgaben ging oder eine neue Idee in der Elektronenstrahlolithographie ausprobiert werden sollte. Bei dieser Gelegenheit möchte ich also auch ihm meinen Dank bekunden.

Im Zuge meiner guten Erfahrungen im Zusammenspiel mit weiteren Kollaborationen bewilligte mir Professor M. Koch 2013 einen halbjährigen Forschungsaufenthalt an der *University of Arizona als Visiting Research Scholar*. Hier nahmen mich Dr. M. Scheller, Prof. J. Moloney und Prof. P. Polinkin sehr herzlich in ihre Arbeitsgruppe auf und ermöglichten mir neben der Arbeit an terahertz-Filtern unter anderem auch Untersuchungen mit sehr starken und kurzen Laserpulsen zur Raman-Umwandlung innerhalb von Plasmafilamenten (Referenz: [VIII]) und zu der geleiteten Übertragung von Stromentladungen über einen verlängerten Plasmakanal in Luft (Referenz: [VII]). An dieser Stelle möchte ich mich bei diesen drei Personen und der gesamten Gruppe für die Diskussionen, die Unterstützung und die Möglichkeiten, die mir gegeben wurden, bedanken, die ich gar nicht genug würdigen kann.

Natürlich wäre es aber auch niemals ohne die Hilfe meiner Kollegen, älterer Doktoranden und vieler Studenten an der Philipps-Universität Marburg zu einem Abschluss meiner Arbeit, wie sie hier vorliegt, gekommen. Nur in Zusammenarbeit mit ihnen, durch einen freundschaftlichen Umgang miteinander und den gleichen Zielen im Blick, entstand ein Umfeld, in dem eine erfolgreiche Promotion möglich wurde. Auch ihnen gebührt daher an dieser Stelle mein Dank. Durch die engere Zusammenarbeit sind besonders Dr. I. Al-Naib, Dr. J. Balzer, S. Busch, Dr. R. Dietz, M. Drexler, Dr. B. Evers, R. Gente, M. Gerhard, K. Hobuss, M. Hünecke, D. Jahn, Dr. C. Jansen, S. Lippert, O. Peters, T. Probst, M. Reuter, M.

Schneider, S. Schumann, A. Soltani, P. Springer, Dr. G. Urbasch, A. Velauthapillai, N. Vieweg und N. Voß zu nennen.

In einer weiteren Kollaboration mit dem französischen Institut *X-Lim*, die durch Dr. B. Fischer entstanden ist, durfte ich außerdem mit Dr. A. Crunteanu und Dr. G. Humbert an einem Projektantrag und an terahertz-Schaltern arbeiten, die auf einem Phasenübergang von einem Dünnschicht basieren. Auch diese tolle Zusammenarbeit möchte ich an dieser Stelle gerne würdigen und bedanke mich deshalb ausdrücklich.

Zusätzlich sind A. Ehlers, R. Rink und M. Strobel sowie die Mitarbeiter der Elektronik- und die Feinmechanik-Werkstatt aufzuführen, die mich bei technischen oder organisatorischen Fragen mehr als einmal gerettet haben.

Zum Schluss, aber alles andere als vergessen, sind Freunde und Familie zu würdigen, die mich immer unterstützt haben. Allen voran muss ich dabei meiner Frau, Marieke Born, danken. Ihr wurde als erste Korrekturleserin die undankbare Aufgabe zu teil, Tippfehler und Rechtschreibung auf ein vorzeigbares Niveau zu bringen. Ohne ihr Verständnis, ihr aufopferndes Verhalten, ihren guten Zuspruch und schließlich ihre Zuneigung wäre diese Arbeit so nicht möglich gewesen. @Marieke: Ich danke Dir in Liebe und tiefster Verbundenheit dafür, dass Du diese Arbeit mit ermöglicht hast.

Marburg, Juli 2015

Norman Born

INHALTSVERZEICHNIS

1 Gliederung der Arbeit	1
2 Der historische Kontext	3
3 Einführung in die Grundlagen dieser Arbeit.....	4
3.1 Terahertz Strahlung	4
3.2 Frequenzselektive Oberflächen (FSO).....	7
3.3 Simulationen mit der Methode der finiten Elemente	9
3.4 Fotolithographie	10
4 Ergebnisse im Kontext der Veröffentlichungen	13
4.1 Herstellung von freistehenden Metamaterial-Filmen mittels Laser-Ablation	13
4.2 Erzeugung scharfer terahertz Bandpass Filter mittels Farby Pérot Resonatoren	18
4.3 Terahertz Amplitudenmodulation durch die Ausnutzung eines Farby Pérot Resonators.....	24
4.4 Schalten eines Fabry Pérot Filters durch das Einbringen einer VO ₂ -Schicht	30
4.5 Erzeugung von mehreren scharfen Eigenmoden in einem terahertz Metamolekül	35
4.6 Ultrahohe Einfallswinkelsensitivität von THz-Metamaterialien.....	44
5 Resümee.....	51
Liste eigener Veröffentlichungen	53
Liste aller Beiträge auf internationalen Konferenzen	55
Literaturverzeichnis	57
Veröffentlichungen im Kontext dieser Arbeit.....	63
[I] Laser beam machined freestanding terahertz metamaterials.....	63
[II] High Q terahertz bandpass filters based on coherently interfering meta-surface reflections	65
[III] Cavity Enhanced Terahertz Modulation	67
[IV] Switchable THz filter based on a Vanadium Dioxide layer inside a Fabry-Pérot cavity	69
[V] Excitation of Multiple Trapped-Eigenmodes in Terahertz Metamolecule LatticesI.....	71
[VI] Terahertz Metamaterials with Ultrahigh Angular Sensitivity	73
[i] Freestanding Terahertz Metamaterials Fabricated by Laser Beam	75
[ii] Trapped Eigenmodes in Terahertz Asymmetric Metamolecules	77
[iii] Multi-band Metamaterials with a Distinguished Angular Sensitivity.....	79

1 GLIEDERUNG DER ARBEIT

Die vorgelegte Dissertation wurde in einem kumulativen Stil verfasst und beschäftigt sich mit Filtern und Modulatoren für den terahertz-Frequenzbereich. Leider konnten dabei nicht alle Publikation meiner Promotionszeit thematisch einbezogen werden. Eigene Veröffentlichungen werden in dieser Arbeit durch großgeschriebene römische Zahlen in eckigen Klammern zitiert (z.B. [I]), Konferenzbeiträge durch kleingeschriebene römische Zahlen (z.B. [i]). Fremdveröffentlichungen werden durch arabische Zahlen zitiert (z.B. [1]). Diejenigen Veröffentlichungen, die im Rahmen dieser Arbeit diskutiert werden, sind in Kapitel 4 („Ergebnisse im Kontext der Veröffentlichungen“) thematisch sortiert.

Um eine Einführung in das Thema der terahertz-Spektroskopie und die verwendeten Methoden zu geben, beginnt diese Arbeit mit einer kurzen Motivation („Der historische Kontext“), auf die ein knappes Grundlagenkapitel („Einführung in die Methoden dieser Arbeit“) folgt. In diesem werden relevante Konzepte angesprochen und referenziert.

Hieran reihen sich die Besprechungen der Veröffentlichungen an. Zunächst werden dabei die Veröffentlichungen benannt, die den jeweiligen Kapiteln zugrunde liegen. Daraufhin schließt eine kurze thematische Einordnung des Themas an und die Beiträge des Erstautors zur Veröffentlichung werden benannt. Schließlich folgt eine Diskussion anhand von ausgewählten Daten der jeweiligen Veröffentlichung. Zusätzlich werden Informationen und Daten besprochen, die das Thema in einen weiteren Rahmen einbetten.

Begonnen wird das Kapitel 4 mit der Publikation:

- [I] **N. Born, R. Gente, I. Al-Naib and M. Koch, “*Laser beam machined freestanding terahertz metamaterials*”, *Electronics Letters*, Bd. 51, Nr. 13, S. 1012, 2015.**

Dieser Abschnitt schließt direkt an die Grundlagen aus der Fotolithographie an und bespricht eine alternative Herstellungsmethode, die auf der Laser Ablation beruht. Dabei werden Vor- und Nachteile benannt. Außerdem wird die Herstellung erster Filterelemente für den terahertz-Bereich demonstriert und charakterisiert. Zwei Klassen von Filtern lassen sich dabei unterscheiden. Zum einen werden bereits bekannte Eigenschaften von metallischen Strichgittern ausgenutzt, um ein polarisationsabhängiges Transmissionsverhalten zu erreichen, zum anderen werden sogenannte Metamaterial-Resonatoren verwendet, um schmale Transmissionsbänder zu erzeugen. Beide Konzepte, sowohl das historisch bereits bekannte Strichgitter als auch das relativ junge Konzept von metallischen Resonatoren, die im Vergleich zur Resonanzwellenlänge klein sind, bilden damit einen Vorgriff auf Strukturen, die in den darauffolgenden Kapiteln explizit genutzt werden. So folgen auf diesen Abschnitt drei Kapitel, die sich Hohlraumresonatoren widmen, um sie als terahertz-Filter, -Modulator oder -Schalter einzusetzen. Sie nutzen dabei insbesondere den Ansatz des Strichgitters, um für eine ausgewählte Polarisation eine Spiegelebene hoher Reflektivität bereit zu stellen. Unter der Veröffentlichung:

- [II] **N. Born, M. Reuter, M. Koch, and M. Scheller, “*High-Q terahertz bandpass filters based on coherently interfering metasurface reflections*,” *Opt. Lett.*, Bd. 38, Nr. 6, S. 908–910, 2013,**

wird das generelle Konzept eines Hohlraumfilters auf einem hochtransparenten Halbleiterplättchen besprochen, der trotz seiner leichten Handhabung sehr scharfe Transmissionsbänder bei relativ niedrigen Einkoppelverlusten ermöglicht und thermisch

oder durch Drehung gegen den Einfallswinkel leicht verstimmt werden kann. Danach schließt die Veröffentlichung:

- [III] **N. Born**, M. Scheller, M. Koch, and J. V. Moloney, "**Cavity enhanced terahertz modulation**," *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 103508, 2014,

an. In diesem Abschnitt wird das Konzept des Filters auf einen Modulator erweitert. Die Modulation geschieht dabei optisch, indem freie Ladungsträger in dem Halbleitersubstrat erzeugt werden, welche die Transmission effektiv unterdrücken. Die Diskussion dieses Abschnittes beinhaltet auch eine Betrachtung von physikalischen Prozessen, die derartige Bauelemente limitieren.

Schließlich wird in der letzten Veröffentlichung zu terahertz-Hohlraumresonatoren:

- [IV] **N. Born**, A. Crunteanu, G. Humbert, A. Bessaudou, M. Koch, and B. Fischer, "**Switchable THz filter based on a Vanadium Dioxide layer inside a Fabry-Pérot cavity**," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Bd. 5, Nr. 6, S. 1035, 2015,

ein Dünnschicht innerhalb des Resonators genutzt, um Transmissionsbänder ein- und auszuschalten. Der Dünnschicht besteht dabei aus einem Material, das einen Phasenübergang durch verschiedene Stimuli von einer isolierenden in eine leitende Phase (und umgekehrt) vollziehen kann. Demonstriert wird hier ein thermisches Schalten, welches aber auf einem relativ schmalen Temperaturbereich stattfindet.

Der nächste Abschnitt widmet sich relativ jungen Filterkonzepten, welche auf den sogenannten Metamaterial-Resonatoren beruhen. Genutzt werden metallische Resonatoren auf einem dielektrischen Substrat, deren zusätzliche Resonanz vornehmlich durch die Geometrie in der Einheitszelle definiert ist. Der Abschnitt zu der Veröffentlichung:

- [V] **N. Born**, I. Al-Naib, C. Jansen, T. Ozaki, R. Morandotti, and M. Koch, "**Excitation of multiple trapped-eigenmodes in terahertz metamolecule lattices**," *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 101107, 2014,

gibt zunächst eine kurze Einleitung zu den verwendeten Resonatoren und erweitert schließlich das Konzept, um eine Filteroberfläche mit multiplen, ähnlich scharfen Resonanzen innerhalb einer Oberfläche zu erzeugen. Dabei werden Grundlagen und Parameterstudien durchgeführt, um ein tieferes physikalisches Verständnis zu gewinnen. In dem Kapitel zu der Veröffentlichung:

- [VI] **N. Born**, I. Al-Naib, C. Jansen, R. Singh, J. V. Moloney, M. Scheller, and M. Koch, "**Terahertz Metamaterials with Ultrahigh Angular Sensitivity**," *Adv. Opt. Mater.*, Bd. 3, Nr. 5, S. 642, 2015,

werden schließlich die winkelabhängigen Transmissionseigenschaften der vorher demonstrierten Strukturen besprochen und untersucht. Sie zeigen eine verblüffend hohe Sensitivität von nur einer ausgewählten Resonanz, während alle anderen Resonanzen relativ stabil unter der Änderung des Einfallswinkels bleiben.

Das tiefere Verständnis zu den hier demonstrierten Strukturen können zukünftig womöglich terahertz-Detektionsverfahren und Filteranwendungen deutlich verbessern. So folgt auf die Diskussion der Ergebnisse im Kontext der Veröffentlichungen ein Ausblick. Daraufhin sind die Veröffentlichungen in der Form angehängt, in der sie eingereicht wurden.

2 DER HISTORISCHE KONTEXT

Bereits seit der Antike sind den Menschen optische Filter bekannt. So wurden schon zu dieser Zeit kleine Objekte aus gefärbtem Glas hergestellt. Auch die Glasmalerei in den Kirchen des Mittelalters ist ein gutes Beispiel für optische Filter – obwohl den Menschen der damaligen Zeit die physikalischen Prinzipien, die diesen Filtern ihre Eigenschaften geben, noch nicht bekannt waren. Heute nutzen wir solche Filter in allen Lebensbereichen und können die frequenz- oder polarisationsabhängigen Charakteristika auf Material- oder Interferenzeigenschaften zurückführen.

Seit etwa 100 Jahren sind, dank George Ashley Campbell und Karl Willy Wagner, Filter auch aus der Nachrichtentechnik nicht mehr wegzudenken [1]. Indem passive Filter unerwünschte Frequenzanteile unterdrücken, verbessern sie ein Signal und ermöglichen so eine Datenübertragung, wie wir sie heute aus zahlreichen Anwendungen gewohnt sind.

Seit etwa 50 Jahren sind sogenannte Filteroberflächen oder auch frequenzselektive Oberflächen auf ein immer größeres Interesse gestoßen. Insbesondere haben sie zunächst in militärischen Anwendungen dazu beitragen können, definierte Strahlungsanteile gezielt zu transmittieren oder zu reflektieren. So ermöglichen sie unter anderem auch das Minimieren des Radarquerschnitts ausgedehnter Objekte [2].

Heute entstehen immer mehr Anwendungen für ein Frequenzband, das im folgenden terahertz-Bereich genannt wird und ein Bindeglied zwischen infraroter Strahlung und dem Bereich von Mikrowellen bildet. Durch diese Position, also zwischen „optischer Strahlung“ und „elektronisch manipulierbaren Wellen“, stellt er eine bisher noch wenig genutzte Gelegenheit für ganz neue Datenübertragungskonzepte [3], die Sicherheitstechnik [4] oder die Astronomie [5] dar.

In diesem bisher noch relativ wenig genutzten Frequenzbereich wird es für zukünftige Anwendungen immer wichtiger, auch Filter und Modulatoren zu entwickeln. Diese können sich heute aus Konzepten der beiden benachbarten Domänen bedienen. Im Gegenzug ermöglicht der terahertz-Frequenzbereich aber auch die Untersuchungen an periodischen, metallischen Strukturen, die relativ klein im Vergleich zur Wellenlänge sind – sich aber mittels herkömmlicher Fotolithographie noch herstellen lassen. Sie bilden eine neue Klasse von Filtern, die historisch noch sehr jung ist. Außerdem können diese Strukturen und die zugrundeliegenden Resonanzeffekte im Prinzip auf andere Frequenzbereiche skaliert werden, die bisher aber technologisch nur schwer abgedeckt werden können.

Diese Arbeit widmet sich deshalb sowohl neuen Filterkonzepten für den terahertz-Frequenzbereich, die auf bekannten Phänomenen basieren adaptiert werden, als auch ganz neuen Filtertypen und Ansätzen, die sich im terahertz-Bereich besonders gut untersuchen lassen.

3 EINFÜHRUNG IN DIE GRUNDLAGEN DIESER ARBEIT

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen und Methoden. Bedeutende Konzepte werden hier deshalb kurz benannt und anhand von weiterführenden Quellen referenziert.

Das Kapitel beginnt mit einem knappen Überblick zur terahertz-Zeitbereichs-Spektroskopie, geht danach auf die Idee von Metamaterial-basierten Filteroberflächen ein und benennt hier die wichtigsten Charakterisierungsmerkmale. Darauf folgt ein Abschnitt zur theoretischen Modellierung von Messergebnissen mittels einer kommerziellen Software. Abschließend wird in dem Kapitel beispielhaft ein Fotolithographie-Prozess beschrieben, der zu Herstellung einiger Filter genutzt wurde und benennt Vor- und Nachteile des Verfahrens.

3.1 TERAHERTZ STRAHLUNG

Während elektromagnetische Strahlung bei optischen Frequenzen und im Mikrowellenbereich technologisch umfassend genutzt wird, erwiesen sich in der Vergangenheit sowohl spektroskopische Untersuchungen als auch technische Anwendungen im dazwischen liegenden terahertz (THz)-Frequenzbereich lange Zeit als überaus schwierig. Dieser Bereich stellt durch seine Position im elektromagnetischen Spektrum ein Bindeglied zwischen Optik und Elektronik dar und wurde durch das Fehlen geeigneter Emitter- und Detektorkonzepte bislang häufig als „THz-Lücke“ bezeichnet.

Heutzutage gibt es eine ganze Reihe von Möglichkeiten, um sich diesen Frequenzbereich nutzbar zu machen [6–8]. Im Rahmen dieser Dissertation kann allerdings nicht auf all diese Konzepte und Anwendungen eingegangen werden. Stattdessen wird im folgenden Abschnitt ein kurzer Überblick über Techniken und Herangehensweisen gegeben, die für diese Arbeit von Relevanz sind.

Ein Besonders elegantes Verfahren für spektroskopische Untersuchungen stellt die sogenannte THz-Zeitbereichs-Spektroskopie dar, die auch für die Untersuchungen innerhalb der vorliegenden Arbeit herangezogen wurde. Durch eine breitbandige Erzeugung und eine zeitlich verschiebbare, punktuelle Abfrage lässt sie eine breitbandige Untersuchung von Proben mit einem sehr hohen Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) zu. Erzeugung und Abfrage lassen sich hierbei gemeinsam mit Hilfe von Kurzpulslasern verwirklichen. So ist es möglich, eine zeitliche Spur des elektrischen Feldverlaufs¹ zu detektieren, in der sowohl Frequenz- als auch Phaseninformationen enthalten sind. Dieses Verfahren wird deshalb auch als kohärente Detektionsmethode bezeichnet [9].

In einem THz-Zeitbereichs-Spektrometer werden die sehr kurzen optischen Pulse (unter 100 fs, [10]) eines Lasers mit einem Strahlteiler auf zwei Pfade aufgeteilt (siehe: Abbildung 1). Der Puls in einem der beiden Pfade kann dabei durch eine effektive Weglängenveränderung im Vergleich zum anderen Puls zeitlich verzögert werden. Der Puls des ersten Pfades wird dazu genutzt, ein THz-Signal mit einer Pulslänge von einigen ps zu erzeugen. Mit dem optischen Puls des zweiten Pfades wird das THz-Signal zu einem sehr kurzen Moment an einem geeigneten Detektionsaufbau abgefragt. Das zeitliche

¹ Der Feldverlauf entspricht dabei nicht dem echten elektrischen Feld, da frequenzabhängige Eigenschaften der Detektorantenne diesen verfälschen können.

Verschieben beider optischer Pulse gegeneinander ermöglicht ein Abtasten des gesamten zeitlichen Verlaufs eines THz-Signals. Durch eine diskrete Fourier-Transformation kann das zeitliche Signal in ein Frequenzspektrum umgerechnet werden. Der Vergleich von Probenmessungen zu Referenzmessungen erlaubt es, die spektralen Eigenschaften einer Probe zu untersuchen.

Als Emitter wurden in dieser Arbeit hauptsächlich photoleitende Antennen eingesetzt, an die eine Vorspannung angelegt wird, um freie Ladungsträger zu beschleunigen. Da diese Beschleunigung durch den kurzen Laserpuls und die Materialeigenschaften von z.B. Galliumarsenid (GaAs) auf Pikosekunden-Zeitskalen erfolgt, strahlen die beschleunigten Ladungsträger nach: $\vec{E}(r, t) \propto q \cdot \vec{a}(t) / r$ ein elektromagnetisches Feld $\vec{E}(r, t)$ im THz-Bereich ab. q ist dabei die Ladung, $\vec{a}(t)$ die Beschleunigung und r der Abstand.

Darüber hinaus sind aber auch viele andere Methoden möglich. So können z.B. auch die Ladungsträger in einem Luftplasma genutzt werden, um einen breitbandigen THz-Puls abzustrahlen [11]. Ein weiteres Verfahren kann durch den sogenannten Photo-Dember-Effekt [12], [13] verwirklicht werden, bei dem die unterschiedliche Mobilität der positiven und negativen Ladungsträger in einem Halbleitermaterial eine Abstrahlung von THz-Pulsen bewirkt. Als letztes Beispiel zur Erzeugung von THz-Pulsen in einem Zeitbereichs-Spektrometer sei hier noch die Ausnutzung von nichtlinearen Effekten in Kristallen verwiesen, die durch eine starke optische Anregung und die optische Gleichrichtung das Erzeugen von sehr starken THz-Pulsen erlauben [14].

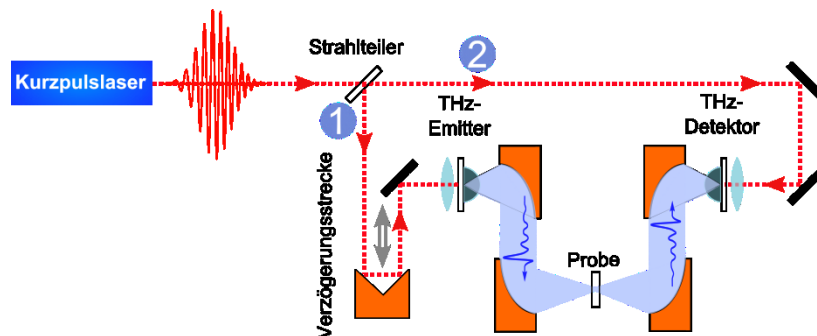


ABBILDUNG 1. SCHEMATISCHER AUFBAU EINES THZ-ZEITBEREICHS-SPEKTROMETERS MIT JEWEILS EINER PHOTOLEITENDEN ANTENNE ALS EMITTER UND ALS DETEKTOR.

Wie bei der Erzeugung von THz-Strahlung in einem Zeitbereichs-Spektrometer existieren auch für die Detektion unterschiedliche Konzepte. In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Detektionsverfahren benutzt. Das erste Verfahren basiert erneut auf einer photoleitenden Antenne mit einer besonders kurzen Ladungsträgerlebensdauer (weit unter 1 ps) [15], [16]. Mit einem optischen Puls werden diese Ladungsträger für einen kurzen Zeitpunkt frei und im elektrischen Feld des ankommenden THz-Pulses beschleunigt, sodass mit Hilfe eines Stromverstärkers ein Signal proportional zum eingehenden elektrischen Feld gemessen werden kann. Insbesondere die Ladungsträgerlebensdauer auf dem Halbleitersubstrat ist bei dieser Methode von höchster Bedeutung, da eine zu lange Lebensdauer ein „Verschmieren“ des punktuell abgetasteten THz-Signals zur Folge hätte und so die Detektion hoher Frequenzkomponenten unterdrücken würde.

Als zweites Verfahren ist das elektro-optische Abtasten zu nennen [17], bei dem der Pockels-Effekt ausgenutzt wird. Dies geschieht, indem der THz-Puls und der optische Laserpuls gleichzeitig auf einen geeigneten Kristall fokussiert werden. Der längere THz-Puls

verursacht dabei eine Änderung der Doppelbrechung im Kristall, die feldabhängig ist. Der kürzere optische Puls reagiert auf diese Modifikation und verändert seinen Polarisationszustand. Indem der Polarisationszustand für verschiedene Abtastzeiten gegen den THz-Puls abgefragt wird, kann mit diesem Verfahren wieder das elektrische Feld eines THz-Signals rekonstruiert werden.

Über diese beiden Verfahren hinaus existiert z.B. noch die sogenannte ABCD-Methode, bei der nichtlineare Prozesse der dritten Ordnung in einem Luftplasma genutzt werden, um einen THz-Puls zu detektieren [11], [18].

Alle hier angesprochenen Erzeugungs- und Detektions-Verfahren werden innerhalb von Zeitbereichs-Spektrometern eingesetzt. Das besonders hohe SRV, das unter optimalen Bedingungen bis zu 90 dB erreichen kann [19], wird durch eine hohe Repetitionsrate der Laserpulse möglich. Sie erlaubt es entsprechend viel über einen einzelnen Messpunkt zu „integrieren“. Wird z.B. eine Laser-Repetitionsrate von 80 MHz, eine Modulationsfrequenz von 10 kHz und eine Integrationszeit pro Messpunkt von 30 ms angenommen, so integriert ein Lock-in-Verstärker bei einer derartigen punktuellen Messung über 300 Messereignisse. Innerhalb jedes einzelnen dieser 300 Messereignisse, treffen aber wiederum $2,4 \cdot 10^6$ Laserpulse auf das Emittersubstrat, da das Zeitfenster der Messung 30 ms entspricht. Jeder Laserpuls erzeugt seinerseits einen THz-Puls. In Summe führen sie zu einem deutlich rauschärmeren Signal, das gemessen wird.

Außerdem werden durch das kohärente Detektionsverfahren alle inkohärenten Strahlungsanteile, die zu einem Rauschen führen würden, wieder herausgemittelt. Zusätzlich dazu spielen selbstverständlich die Stabilität des Lasers, die Positioniergenauigkeit der optischen Verzögerungsstrecke, die Anzahl möglicher Mittelungen und die Verstärkung im Lock-In eine wichtige Rolle [20].

Um in der Datenauswertung Umwelteinflüsse und Systemcharakteristika herauszurechnen, ist es nötig, Referenzmessungen durchzuführen, auf die die Probenmessungen normiert werden. Üblich ist es dabei, eine Referenzmessung gegen ein leeres Spektrometer vorzunehmen und darauf in möglichst kurzem zeitlichen Abstand die Probenmessung folgen zu lassen, um Einflüsse von Schwankungen in der Laserleistung sowie Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsänderungen zu minimieren.

Das Integral der aufgenommenen zeitlichen Spur des elektrischen Feldes sollte über einen längeren Verlauf null ergeben, da sich ein idealer Pulszug als eine Summe ebener Wellen: $\Psi(x, t) = \sum_j C_j \cdot e^{-i(\omega_j t - k_j x)}$, darstellen lassen muss. Dabei sind C_j Amplituden der einzelnen Wellen sowie ω_j und k_j die Wellenzahlen und die Kreisfrequenzen. Durch externe Einflüsse oder parasitäre Ströme ist dies jedoch nicht immer der Fall und die Daten werden vor der Auswertung häufig einer „Korrektur“ unterzogen. Dies ist nötig, da ein Pulszug mit einer Verschiebung parallel zur X-Achse bei einer Fouriertransformation einen sehr hohen Frequenzanteil bei niedrigen Frequenzen (DC-Offset) aufweisen würde. Derartige parasitäre Signale würden den Vergleich verschiedener Messungen verfälschen und müssen daher mathematisch korrigiert werden. Dies geschieht, indem ein Mittelwert der Zeitbereichsdaten vor dem eigentlichen THz-Signal berechnet und im Nachhinein von allen Messpunkten abgezogen wird.

Eine weitere Vorauswertung stellt das sogenannte „Fenster“ der Zeitbereichsdaten dar. Es ist notwendig, da in herkömmlichen, diskreten Fouriertansformationen angenommen wird, dass sich der endliche Datensatz in einer unendlichen Hintereinander-Reihung darstellen

lässt [21]. Sind jedoch erster und letzter Punkt des Datensatzes nicht auf demselben Niveau, dann entsteht durch das Aneinanderreihen des Datensatzes ein sehr scharfer Sprung. Dieser scharfe Sprung würde im Frequenzspektrum zu einem hochfrequenten Signal führen, das in der Realität nicht gemessen wurde. Aus diesem Grund werden die gemessenen Zeitbereichsdaten an den Enden oft durch eine Fensterfunktion [21] auf die Nulllinie projiziert. Dies ist möglich, da die meisten Informationen über die Eigenschaften der Probe im Puls enthalten sind und die Enden der Zeitbereichsdaten nur noch wenige Informationen enthalten.

3.2 FREQUENZSELEKTIVE OBERFLÄCHEN (FSO)

Die terahertz-Technologie hat sich ausgehend von einem Nischen-Dasein in den 1980er Jahren zu einer weit verbreiteten Technik entwickelt und findet immer mehr industrielle Anwendungen [8]. Die Tatsache, dass sie heute nicht mehr nur der reinen Wissenschaft vorbehalten ist [7], kann insbesondere auf die Entwicklung neuer Konzepte für THz-Emitter und -Detektoren zurückgeführt werden, welche über die hier beschriebene THz-Zeitbereichs-Spektroskopie hinausgehen [6], [22–27]. Um Signale in diesem Frequenzband zu übertragen, Bilder aufzunehmen oder Radar- oder Weltraum-Systeme zu betreiben, werden neben z.B. schmalbandigen THz-Dauerstrich-Quellen und Detektoren auch Filter mit den verschiedensten Anforderungen gebraucht, damit ein möglichst rauscharmer Betrieb ermöglicht wird.

Typischerweise werden an solche Filter je nach Anwendungsgebiet unterschiedliche Anforderungen gestellt. Zum einen sind dabei Transmission und Unterdrückungsverhalten sowie das Verhältnis beider Werte von essentieller Bedeutung. Zum anderen spielen Charakteristika wie Kantenschärfe, Bandbreite, Verstimmbarkeit, Handhabbarkeit, Polarisationsabhängigkeit und das winkelabhängige Verhalten eine wichtige Rolle. Nur bei einem Filter, der bestmöglich auf die vorgegebenen Randbedingungen angepasst ist, können unerwünschte Frequenzkomponenten optimal unterdrückt werden, um das Ziel eines besseren Signal-Rausch-Verhältnisses zu erreichen.

Gängige Umsetzungen solcher Filter basieren auf sogenannten photonischen Kristallen [28], [29] oder Frequenz-Selektiven-Oberflächen (FSO) [2]. Letztere werden üblicherweise mittels verschiedener lithographischer Verfahren hergestellt (siehe Kapitel 3.3). Die meisten dieser Bauelemente lassen sich in Transmission und auch in Reflexion einsetzen. Um die Bandbreite der Filter zu erhöhen oder zu verringern, wird bei derlei Ansätzen oft auf Mehrschichtsysteme zurückgegriffen [2].

Um besonders scharfe Resonanzen bzw. eine besonders steile Flanke in einem Filter zu realisieren, werden immer häufiger Metamaterial-Resonatoren für die Einheitszelle einer FSO vorgeschlagen [30], [31]. Abbildung 2 stellt drei Beispiele für derartige Resonatoren, die in einem Gitter periodisch fortgesetzt werden, dar. Auf derartigen, leitenden Resonatoren regt das eingestrahlte, externe Feld einen Strom an. Zusätzliche Resonanzen entstehen, wenn die Geometrie des Resonators einem sogenannten LC-Schwingkreis mit einer Induktivität L und einer Kapazität C ähnelt. Induktivität und Kapazität führen dazu, dass das Anregen mindestens einer zusätzlichen Resonanz-Mode ermöglicht wird (LC-Resonanz). Ist diese Mode im Frequenzspektrum nahe bei der breiten Dipolmode, dann treten Interferenzeffekte auf, die der Resonanz einen asymmetrischen Verlauf geben. Man spricht hier von einem Fano-artigen Verlauf [32], [33], der ausgenutzt werden kann, um besonders scharfe Resonanzen zu erzeugen. Demonstriert wurden in diesem Zusammenhang

Gütefaktoren im Bereich zwischen 10 [34], [35] und 100 [36], [37], wobei zu bemerken ist, dass das Verhältnis zwischen Transmissions-Minimum und Transmissions-Maximum bei letzteren Filtern nur noch sehr klein ist. Die Veröffentlichung [38] gibt einen detaillierteren Einblick in dieses Verhalten.

Weitere Anwendungen für derartige Resonatoren bilden unter anderem künstliche Materialien mit negativem Brechungsindex [31], [39], [40], Tarnkappen [41], neuartige Linsen [42], [43], Modulatoren [44], [45], Dünnschichtsensoren [46], [47] oder neue Bauelemente, um gleichzeitig bei verschiedenen Frequenzen unterschiedliche Abbildungen zu erzeugen [48].



ABBILDUNG 2. VERSCHIEDENE BEISPIELE FÜR DIE METALLISCHEN RESONATOREN INNERHALB EINER EINHEITZELLE EINES METAMATERIALS. (LINKS) RECHTECKIGER SPLIT RING RESONATOR (SRR), (MITTE) VERSCHACHTELTER RING RESONATOR (VRR), (RECHTS) ASYMMETRISCHER DOPPEL SPLIT RING RESONATOR (DSRR).

In dieser Arbeit spielen planare Metamaterial-Oberflächen eine wichtige Rolle, die aus periodisch angeordneten metallischen Resonatoren bestehen. Diese können auf einem dielektrischen Substrat oder freistehend hergestellt und in Transmission oder Reflexion vermessen werden. Ohm'sche Verluste und Streuprozesse auf oder an den Resonatoren selbst spielen nur eine untergeordnete Rolle.

Neben der Verwendung solcher Strukturen als Frequenzfilter sind die sogenannten Dünnschichtsensoren eine viel diskutierte Anwendung. Sehr dünne Filme (im Bereich von einigen zehntel Nanometern) bzw. Substanzen, von denen nur sehr kleine Mengen verfügbar sind, lassen sich schwer in der THz-Spektroskopie untersuchen, da die Wechselwirkung mit der Strahlung nur noch sehr gering ist. Um trotzdem Eigenschaften einer sehr dünnen Probe im THz-Bereich abzufragen, kann eine Metamaterialoberfläche mit der Probe beschichtet werden [47], [49–52]. Die dielektrischen Eigenschaften verschieben einerseits alle Resonanzen der Filteroberfläche. Gleichzeitig erhöhen sie aber auch die Kapazität an der Lücke eines Metamaterial-Resonators. Beide Effekte zusammen bewirken eine effektive Resonanzanpassung, die von der Änderung der dielektrischen Eigenschaften und der Probendicke abhängig ist.

Indem das Negative einer bestehenden positiven Struktur hergestellt wird, ist es möglich das Babinet'sche Prinzip auszunutzen und so qualitativ die Transmissions- in die Reflexionseigenschaften zu überführen [53]. Die einzige zusätzliche Bedingung, die hierzu erfüllt sein muss lautet, dass auch das einfallende elektromagnetische Feld komplementär sein muss. In einem Spektrometer mit linearer Polarisation bedeutet dies, dass die Polarisation bzw. die Probe um 90° gedreht werden muss. Abbildung 3 gibt ein Beispiel für eine positive und eine negative FSO mit komplementären Transmissions- bzw. Reflexionseigenschaften wieder.

Um Verluste und Breite einer Resonanz zu beurteilen, wird häufig der sogenannte Gütefaktor oder Qualitätsfaktor (kurz: Q-Faktor) herangezogen [54]. Für optische Resonatoren spiegelt er über: $Q = 2\pi f_0 \tau$, die Aufenthaltszeit der Photonen τ im Resonator wider, wobei f_0 die Resonanzfrequenz ist [55]. Er lässt sich anhand eines Spektrums und der

vollen Halbwertsbreite Δf aus: $Q = f_0/\Delta f$ berechnen und kann sowohl auf zwei-dimensionale als auch mehrschichtige bzw. dreidimensionale Filter angewandt werden. Eine weitere Größe, um optische Resonatoren zu charakterisieren, ist die Finesse F [56]. Sie wird benutzt, um Fabry Pérot Resonatoren bzw. Etalons zu beschreiben, die einen optischen Resonator aus zwei gegenüberliegenden Spiegelflächen bilden. Sie trifft eine Aussage über die Interferenz im Resonator und wird aus dem Quotienten des Frequenzabstandes zweier benachbarter Moden δf und der vollen Halbwertsbreite Δf berechnet ($F = \delta f/\Delta f$).

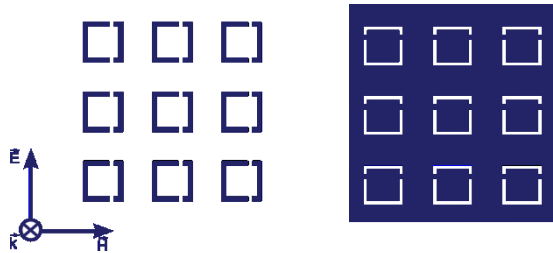


ABBILDUNG 3. BEISPIEL EINES GITTERS AUS RECHTECKIGEN, ASYMMETRISCHEN DOPPEL SPLIT RING RESONATOREN (LINKS – POSITIV) MIT IHRER KOMPLEMENTÄREN ANORDNUNG (RECHTS – NEGATIV).

3.3 SIMULATIONEN MIT DER METHODE DER FINITEN ELEMENTE

Die spektralen Eigenschaften der zuvor beschriebenen FSO entstehen in erster Linie durch die Geometrie der metallischen Resonatoren in der Einheitszelle und ihrer Wechselwirkung untereinander. Zwar kann ein Dipol im freien Raum näherungsweise analytisch beschrieben werden – durch die komplexen Parameter der in dieser Arbeit untersuchten Filter ist eine solche Herangehensweise aber nicht angebracht, da der mathematische Aufwand zur Modellierung schnell sehr kompliziert werden würde. Es handelt sich jedoch bei allen untersuchten Filtern und Modulatoren um Bauelemente, die klassisch mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen beschrieben werden können. Aus diesem Grund ist es möglich, die Methode der finiten Elemente zur Simulation einzusetzen, um die spektralen Eigenschaften sowie Feld- und Stromverteilungen verschiedener Filter zu untersuchen. Solche Simulationen zielen darauf ab, die Eigenschaften eines beliebigen Bauelements (z.B. Antennen) so genau wie möglich wiederzugeben und gestatten dadurch eine Optimierung verschiedener Strukturen am Computer. Außerdem können sie durch die bildliche Darstellung der mikroskopischen Feld- oder der Stromverteilungen in verschiedenen Moden zum physikalischen Verständnis beitragen. Sie ersetzen damit aber noch keine physikalische Theorie, um z.B. einen Interferenzeffekt zu beschreiben.

Kommerziell sind bereits einige Produkte, wie „COMSOL Multiphysics“ oder „ANSYS HFSS“, erhältlich. Für die Simulationen dieser Arbeit wurde „CST MICROWAVE STUDIO“ (CST MWS) genutzt, welches auch die Auswahl verschiedener Algorithmen (engl. Solver) für unterschiedliche Probleme erlaubt.

In erster Linie wurde für diese Arbeit der „General Purpose Frequency Domain Solver“ verwendet. Diese Solver-Umgebung bietet Randbedingungen für unendlich ausgedehnte und periodische Strukturen an. Absorption, Brechungsindex, Dispersion und weitere Eigenschaften der genutzten Materialien können über die Materialparameter definiert werden.

Der Lösungsweg ist dabei folgender: Zunächst unterteilt CST MWS eine gegebene Struktur in ein Gitter von unabhängigen, vierseitigen Einzelzellen (für diese Arbeit wurde häufig das

„adaptive tetrahedral mesh refinement“ verwendet). Für das entstandene Ensemble löst der Solver das Problem bei einer vorgegebenen Frequenz das erste Mal. Nach dem ersten Durchlauf wird das Gitter dort angepasst, wo Feldüberhöhungen auftreten. Der Solver startet erneut, jedoch bei einer anderen Frequenz. Um die nachfolgenden Frequenzen für den Solver zu selektieren, nutzt CST MWS einen speziell implementierten Algorithmus. Der Vorteil, den dieser Algorithmus bietet ist, dass der Solver nicht für jeden Punkt des Frequenzspektrums einzeln ausgeführt werden muss und so schneller akzeptable Lösungen ausgibt. Das iterative Verfahren wird so lange durchgeführt, bis die Lösungen die vorher definierte Fehlertoleranz unterlaufen.

3.4 FOTOLITHOGRAPHIE

Zur Herstellung der meisten Proben dieser Arbeit wurde die Fotolithographie benutzt. Der Begriff setzt sich zusammen aus dem altgriechischen „lithos“ für „Stein“ und „graphein“ für „schreiben“. Dabei handelt sich um ein Verfahren bei dem Oberflächen mit Hilfe von lichtempfindlichen Chemikalien und einer Fotomaske strukturiert werden können. Man unterscheidet – in Analogie zur Fotografie – zwischen Positiv- und Negativverfahren. Benötigt wird ein Fotolack, welcher sich unter Einwirkung von Licht chemisch so verändert, dass markierte Bereiche löslich oder unlöslich für einen angepassten Entwickler werden. In verschiedenen prozesstechnischen Verfahren können Stoffe so in definierten Regionen auf ein Substrat aufgebracht oder entfernt werden. Das Aufbringen bzw. Entfernen von Schichten geschieht durch Bedampfungs- oder Ätzschritte [57].

DAS VERFAHREN

In Abbildung 4 ist das sogenannte „Lift-Off-Verfahren“ (bzw. Abhebe-Verfahren) dargestellt, bei dem als letzter Schritt überflüssiges Material durch einen „Lift-Off“ abgehoben wird. Es dient hier als ein Beispiel für einen Lithographieprozess, der durch die Anwendung verschiedener Techniken erweitert oder variiert werden kann.

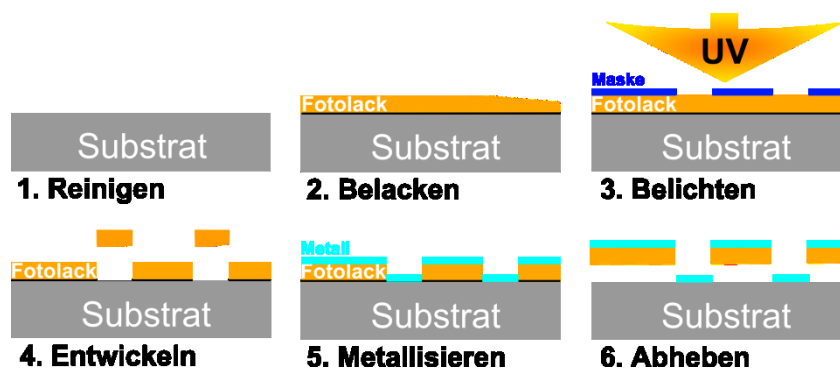


ABBILDUNG 4. SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINES LITHOGRAPHIEPROZESSES (LIFT-OFF).

Alle Lithographieprozesse beginnen zunächst mit der Reinigung des Substrats. Darauf folgt beim „Lift-Off-Verfahren“ die Belackung des Substrats – falls nötig auch mit einer Haftvermittler-Zwischenschicht. Als nächstes wird das Substrat bzw. der Fotolack mit Licht im UV-Bereich belichtet. Um hierbei eine Struktur vorzugeben, werden Bereiche, die nicht zur Struktur gehören, durch eine Fotomaske verdeckt. Diese muss vor einer Prozessierung hergestellt werden. Sie besteht für gewöhnlich aus einer dünnen Metallschicht auf einem Glasträger und wird mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie [58] hergestellt. Nach dem

Belichten folgt das Entwickeln der Probe. Wird dabei Positiv-Lack benutzt, so löst sich der Fotolack an den Stellen, an denen zuvor belichtet wurde. Bei einer anschließenden Metallisierung kommt Metall nur an den Stellen in Kontakt mit dem Substrat, an denen sich vorher der Fotolack gelöst hat. Dadurch kann im letzten Schritt überschüssiger Fotolack zusammen mit dem ungewollten Metallrest in einem Aceton-Bad abgelöst werden und es bleibt nur die gewünschte Metallstruktur auf der Probe zurück.

Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Fotolack „ma-P1215“ der Firma „Micro Resist Technology“ können Strukturauflösungen von ca. 2,5 µm erreicht werden. Die Metallisierung in einer „Edwards-Vakuum-Aufdampfanlage E12E4“ erreichte maximale Dicken von ca. 250 nm pro Wolfram-Träger-Schiffchen². In der Anlage war es möglich, zwei Wolfram-Träger-Schiffchen zu montieren, um unter Vakuum mit zwei verschiedenen Metallen arbeiten zu können.

NUTZUNG FÜR FSO

Es handelt sich bei der Fotolithographie um das Standardverfahren, um FSO u.v.m. herzustellen. Der Grund dafür liegt vor allem an der Tatsache, dass es nur wenige Verfahren gibt, mit denen wohldefinierte Strukturen mit einer vergleichbaren Auflösung hergestellt werden können. Darüber hinaus erlaubt es die Fotolithographie relativ kostengünstig exakte Kopien einer Struktur herzustellen, sobald die benötigten Fotomasken existieren.

Nichtsdestotrotz hat das Verfahren seine Nachteile. Konkret sind diese unter anderem:

- Das Auflösungsvermögen ist begrenzt und hauptsächlich definiert durch die genutzte Wellenlänge und den verwendeten Fotolack bzw. dessen Kontrastverhältnis [57].

Um Metamaterial-Strukturen für den höheren THz-Bereich zu fertigen, reicht die Auflösung von herkömmlicher Fotolithographie nicht aus. Sie ist definiert durch die Kantenschärfe, die mit dem jeweils verwendeten Fotolack und einer gegebenen Belichtungswellenlänge erreicht werden kann. Um sehr feine Auflösungen zu erreichen, muss der Fotolack immer dünner werden, denn dadurch kann einem nicht perfekten Kontrast an den Kanten entgegengewirkt werden. In diesem Zuge muss aber auch die Metallschichtdicke an den Lack angepasst werden, da diese die Dicke des Lacks nicht überschreiten darf.

- Der Arbeitsaufwand auch für „einfache“ Proben liegt bei mindestens einem Werktag und nachdem eine Fotomaske existiert, kann das Layout nicht mehr verändert werden.

Das Verfahren ist dadurch sehr unflexibel und zeitaufwendig. Auf Fehler im Konzept oder Design kann nur eingegangen werden, indem eine neue Maske hergestellt wird. Darüber hinaus ist die Prozessierung fehleranfällig, weil sie eine hohe Konzentration über einen vollen Werktag erfordert.

- Es können nur Strukturen auf mechanisch stabilen Substraten hergestellt werden.

Der Grund ist, dass die Proben verschiedene Beschichtungs-, Reinigungs- und Ausheizvorgänge durchlaufen müssen. Um beispielsweise dünne Folien zu beschichten, werden zusätzliche Haltevorrichtungen nötig, oder die Folie muss in einem abschließenden Arbeitsschritt von einem mechanisch stabilen Substrat gelöst

² Metallkontakte, die zum Haltern und Erhitzen verschiedener Metalle genutzt werden.

werden. Diese Schritte sind mitunter kompliziert und führen sehr leicht zum Verlust der Probe.

Werden Substrate für FSO verwendet, so führen diese unweigerlich zu zusätzlichen Reflexions- und Absorptionsverlusten. Außerdem weisen selbst sehr transparente Substrate eine Dispersion auf. Die Forschungsgemeinschaft ist aber oft nur an der reinen Antwort von z.B. der periodischen Metallstruktur auf dem Substrat interessiert. Daher werden Messungen für gewöhnlich anhand einer Referenzmessung durch das reine Substrat „normiert“. So wird der Einfluss des Substrates aus der Gleichung genommen. In vielen Situationen ist dadurch die Darstellung der Ergebnisse aber irreführend, da die Eigenschaften für ein reales Bauelement, welches nicht einfach ohne ein Substrat hergestellt werden kann, unrealistisch sind.

Hinzu kommt, dass ein Brechungsindex vom Substrat zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz führt, da die FSO mit einer Seite an dieses Material grenzt. Für die Verschiebung gilt, dass sie zwischen den beiden Extremwerten:

$$f^{max} = f_{vac}/n \quad \text{und} \quad f^{min} = f_{vac}/\sqrt{n^2 + 1},$$

liegen muss. f_{vac} entspricht dabei der Resonanzfrequenz für die FSO ohne Substrat und n dem Brechungsindex vom Substrat. Ist der Brechungsindex des Substrats deutlich größer als eins, so ist f^{max} eine gute Näherung. Um die gleiche Resonanzfrequenz zu erreichen, müssen Strukturen auf einem Substrat also kleiner gefertigt werden als das für eine freistehende Struktur der Fall wäre.

- Auf vielen Substraten müssen auch Haftvermittlerschichten aufgebracht werden, damit das Metall auf der Oberfläche hält.

Da diese Schichten sehr dünn (häufig im Bereich von 10 µm) gewählt werden können, stören sie zunächst in der THz-Messung nicht. Soll jedoch auch ein Ätzvorgang einbezogen werden, um eine gewünschte Struktur zu generieren, dann erschweren diese Zwischenschichten die Prozessierung erheblich. Sie bestehen für gewöhnlich aus einem völlig anderen Metall als die gewünschte Metallisierung, und müssen deshalb mit einer separaten Ätzlösung behandelt werden.

ALTERNATIVEN

Um FSO im THz-Bereich herzustellen, wurden aus den oben genannten Gründen bereits einige Alternativverfahren demonstriert. Von Shah et al. [59] wurde etwa ein Verfahren vorgestellt, um flexible Polydimethylsiloxan-Filme zu beschichten. Später wurden mit diesem und ähnlichen Verfahren auch FSO präsentiert, die mechanisch flexibel sind [60–63].

Kim et al. [64] haben anhand eines Laser-Druckverfahrens Silber-SR auf Siliziumsubstrat hergestellt, wodurch verschiedene Muster schnell gedruckt werden können. Auch das Tintenstrahl-Drucken mit einer Silberleitpaste wurde anhand von SR demonstriert [65] – erreichte aber bislang nicht die Auflösung des Laser-Druckverfahrens.

Als besonders vielversprechend ist jedoch das Laser-Schneiden mittels Ablation zu betrachten. Es wurde unter anderem von Minkevičius et al. [66] benutzt, um terahertz-Zonenplatten mit integrierten MM-Resonatoren in dünne Stahlschichten zu schneiden. Das Verfahren wurde von Voisiat et al. [67] näher beschrieben und anhand von Kreuz-Resonatoren auf Stahlfolie und Molybdän auf Polymerfolie miteinander verglichen.

4 ERGEBNISSE IM KONTEXT DER VERÖFFENTLICHUNGEN

Die vorgelegte Dissertation wurde in einem kumulativen Stil verfasst und beschäftigt sich mit Filtern und Modulatoren für den THz-Frequenzbereich. Diejenigen Veröffentlichungen, die sich im Rahmen dieser Arbeit thematisch mit einbeziehen ließen, wurden in diesem Kapitel zusammengefasst und durch zusätzliche Erläuterungen diskutiert. Um den Zusammenhang darzustellen, sind die Veröffentlichungen in ihrer Reihenfolge thematisch sortiert. Zu Beginn eines jeden Themengebietes werden die Veröffentlichungen benannt und der Beitrag des Autors zu den jeweiligen Publikationen wird aufgeführt. Die vollständigen Veröffentlichungen finden sich im Anhang dieses Dokumentes in der Form, in der sie bei den Fachzeitschriften eingereicht worden sind. Die verwendeten Methoden wurden zu Beginn dieser Arbeit im Kapitel 3 („Einführung in die Grundlagen dieser Arbeit“) und den angegebenen Referenzen diskutiert.

4.1 HERSTELLUNG VON FREISTEHENDEN METAMATERIAL-FILMEN MITTELS LASER-ABLATION

- [I] **N. Born, R. Gente, I. Al-Naib and M. Koch, “*Laser beam machined freestanding terahertz metamaterials*“, *Electronics Letters*, Bd. 51, Nr. 13, S. 1012, 2015**

Die Laser-Ablation erlaubt es, sehr vielfältige Proben zu bearbeiten bzw. herzustellen. Im Rahmen dieser Arbeit ist deshalb ein neuer Aufbau entstanden, um das Verfahren zu nutzen. Die oben genannte Veröffentlichung demonstriert das Verfahren anhand von drei verschiedenen freistehenden FSO. In diesem Kapitel wird aber über die Publikation hinaus noch etwas detaillierter auf die Möglichkeiten in Bezug auf die THz-Technologie eingegangen.

Der Beitrag des Erstautors zu der oben genannten Veröffentlichung bestand in der Entwicklung und Umsetzung des Aufbaus sowie der Herstellung, der Charakterisierung der Proben und der Simulation ihrer Charakteristika. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Das Kapitel gliedert sich in eine kurze Beschreibung des neuen Aufbaus, worauf die Diskussion einiger Ergebnisse, die auch in der oben genannten Publikation besprochen wurden, folgt. Danach schließt als Ausblick eine knappe Diskussion von weiteren Anwendungsgebieten anhand von ersten Proben an, die bereits hergestellt wurden. Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung gegeben.

DER AUFBAU

Die wichtigste Komponente des Aufbaus ist ein Laser, dessen Leistung im Fokus hoch genug ist, um ein gewünschtes Material abzutragen. Da für diese Arbeit verschiedene Lasersysteme genutzt werden konnten, wurde der Aufbau so konzipiert, dass er möglichst leicht in ein anderes Labor umgezogen werden kann.

Zu Beginn wurde ein frequenzverdoppelter Nd:Yag Laser (*Quantel Laser*) mit Pulsen im Nanosekundenbereich und einer Wellenlänge von 532 nm benutzt. Die Energie pro Puls betrug maximal ~ 75 mJ/Puls, wurde aber praktisch nie gebraucht und durch Glaskeile und Graufilter auf eine jeweils gewünschte Leistung abgeschwächt. Die Repetitionsrate dieses Lasers betrug 20 Hz. In späteren Anordnungen wurde auch ein Verstärkersystem (Coherent)

bei 800 nm, einer Maximalleistung von ca. 3 W, einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Pulsbreite von ca. 35 fs genutzt.

Abbildung 5 zeigt eine Schemazeichnung des Aufbaus. Die weiteren Komponenten sind: Ein Verschluss, der über einen Computer angesteuert werden kann, eine Linse (in diesem Fall mit einer Brennweite von 2 cm) und zwei automatisierte Verstelltische (Physik Instrumente – PI). Die Probe wird dabei auf einem der beiden senkrecht zueinander verschraubten Verschiebetische gehalten. Je nach Bedarf ermöglicht eine Mikrometerschraube, die Probe vor oder in den Fokus des Laserstrahls zu bringen. Da die Probenhalterung von einer Kammer umgeben ist, kann eine Vakuumpumpe überschüssiges Material durch einen Filter absaugen (hier nicht gezeigt).

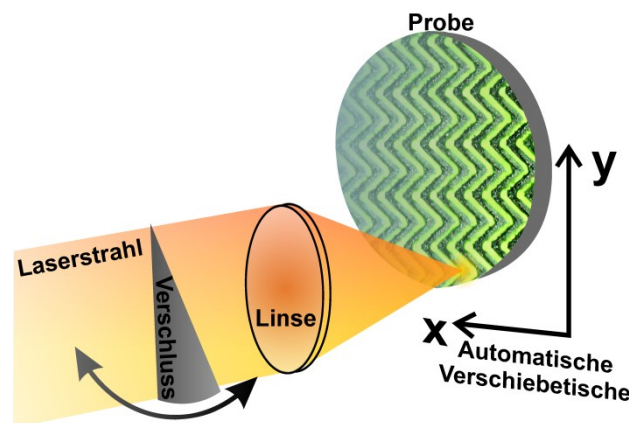


ABBILDUNG 5. SCHEMAZEICHNUNG EINES EINFACHEN AUFBAUS ZUR LASERBEARBEITUNG VON DÜNNEN SCHICHTEN. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [1] ADAPTIERT.

Ein einfaches Programm erlaubte es zunächst, periodische Strukturen abzufahren – musste aber für jede neue Geometrie neu angepasst werden. In späteren Versionen wurde das Programm immer komplexer.

FSO IN FREISTEHENDER ALUMINIUMFOLIE

Realisiert wurden mit der Methode zunächst einfache Geometrien. So zeigt Abbildung 6 (a) die Transmissionseigenschaften eines Gitterpolarisators in senkrechter und paralleler Polarisation. Das Gitter wurde aus einer 10 μm dicken Aluminiumfolie geschnitten. In Abbildung 6 (b) ist ein vergleichbares Gitter zu sehen, das zur einfacheren Handhabung in einen Linsenhalter geschraubt wurde. Durch die relativ hohe Leitfähigkeit von Aluminium im terahertz-Bereich [68] stellt es ein ideales Material dar, um freistehende Filter zu verwirklichen. Das hier prozessierte Gitter hat eine Periodizität von 75 μm und eine Spaltbreite von ca. 18 μm . Es erreicht damit eine Unterdrückung von mehr als -40 dB in Sperrrichtung. In Durchlassrichtung ist ein Abfall der Transmission für höhere Frequenzen zu beobachten, da die frequenzabhängige Reflektivität immer weiter zunimmt.

Die Spaltbreite von ca. 18 μm entspricht im Falle des genutzten Nd:YAG Lasers einem experimentell gefundenem Minimum auf der Aluminiumfolie. Sie wird vor allem durch das Profil des Laserfokus und durch Wärmeleitprozesse während des Schneidens bestimmt. Der Umzug des Systems an das Verstärkersystem mit 800 nm Wellenlänge und 35 fs Pulsbreite hat gezeigt, dass auf der gleichen Folie auch Schnitte von einer Breite deutlich unterhalb von 1 μm möglich sind. Zum einen hat dieses Lasersystem ein deutlich homogeneres Strahlprofil, zum andern verursachen die sehr kurzen und energiereichen Laserpulse des

Verstärkersystems aber auch einen Schock im Substratmaterial und es bleibt keine Zeit für ein thermisches Aufheizen und Schmelzen der Probe. Je nach Anwendungen sind aber beide Systeme von Nutzen. Wird keine kleinere Spaltbreite benötigt, so erhöht ein größerer Schneidebereich die mögliche Geschwindigkeit.

Die Auflösung ist hauptsächlich durch die Präzision der Verschiebetische definiert. Sie liegt mit den Tischen von PI deutlich unterhalb von $1\text{ }\mu\text{m}$. Darüber hinaus ist die Beschaffenheit der Probenoberfläche ein limitierender Faktor, der die Auflösung begrenzt. Es handelt sich bei dieser Methode also durchaus um ein Verfahren, das mit der herkömmlichen Lithographie konkurrieren kann.

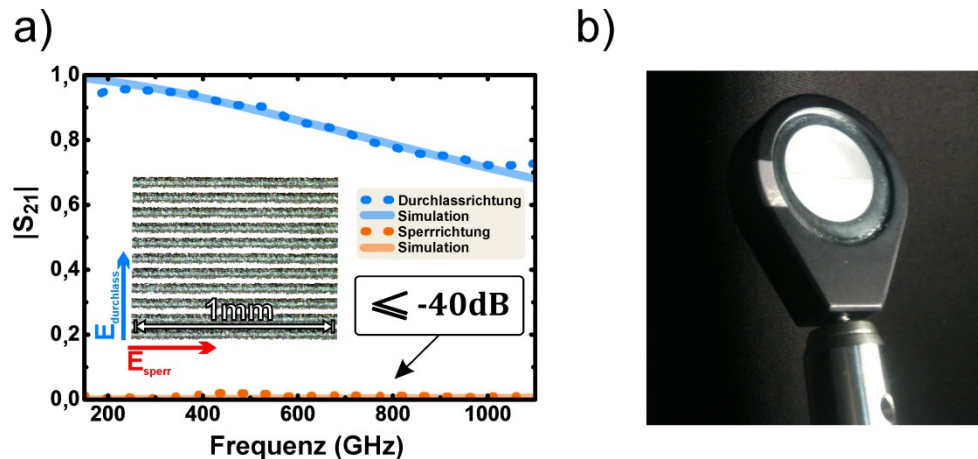


ABBILDUNG 6. TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN (S_{21} -PARAMETER) EINES FREISTEHENDEN GITTERPOLARISATORS AUS $10\text{ }\mu\text{m}$ DICKER ALUMINIUMFOLIE IN SPERR- UND IN DURCHLASSRICHTUNG (A). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [1] ADAPTIERT. FOTO EINES POLARISATORS IN EINEM LINSENHALTER (B).

Darüber hinaus ist der Arbeitsaufwand relativ gering. Nachdem eine Probe eingespannt wurde, arbeitet ein Programm das Schneidemuster automatisiert ab und es sind keine weiteren Prozessierungsschritte nötig, um einen einfachen Filter herzustellen.

Abbildung 7 (a) zeigt die Messungen und die Simulationen einer weiteren Probe, die aus Aluminiumfolie geschnitten wurde (Probendurchmesser $> 1\text{ cm}$). Zu sehen ist das Bandpassverhalten von SRR. Diese wurden aus der Folie herausgeschnitten und bilden somit eine nach dem Babinet Prinzip invertierte Filteroberfläche [53], [69]. Dargestellt ist der Ausschnitt der LC-Resonanz (f_{LC}), welche sich für die beiden Fälle stark in der Bandbreite unterscheidet. Für größere Gitterkonstanten wird die Resonanz zunächst immer schärfer und zeigt eine leichte Rotverschiebung bis schließlich ein Optimum bei $p = c/f_{LC}$ erreicht wird. Dieser Sachverhalt wurde von Singh et al. [70] bereits an herkömmlichen SRR diskutiert und wird später noch ein Thema dieser Arbeit bleiben (siehe Kapitel 4.5 und 4.6).

Bei einer Herstellungszeit von einer bis fünf Stunden für derartige Filter ist das Verfahren vom Arbeitsaufwand her relativ ökonomisch, so dass systematische Serien von Proben einfach hergestellt werden können. Außerdem haben die freistehenden Proben den Vorteil, dass sie keinerlei Verluste durch ein Substrat aufweisen. Bei Proben auf einem Substrat kommt es zu einer unerwünschten Dispersion, einer Absorption sowie zu Reflexionen an den Oberflächen. Die hier gezeigten Daten mussten nicht durch eine Referenzmessung mit einem Substrat geteilt werden, wie es bei Proben mit einem Trägersubstrat üblich ist und spiegeln deshalb das echte Transmissionsverhalten der Probe wider. Darüber hinaus

verursachen zusätzliche Reflexionen keine unerwünschten Fabry Pérot Oszillationen auf dem Signal und es ist kein Fenster bzw. Beschneiden der Zeitbereichsdaten nötig, welches die Frequenzauflösung herabsetzen würde. Die Folie ist, trotz ihrer geringen Dicke, sehr robust und kann gut weiter bearbeitet oder z.B. gebogen werden. Damit ergeben sich auch Möglichkeiten, um dreidimensionale Ideen zu verwirklichen. Außerdem ist sie kostengünstig in vielen Dicken erhältlich.

Als Nachteil ist hier zu benennen, dass nur Strukturen gefertigt werden können, die eine verbundene Oberfläche bilden. Freistehende Ringe würden einfach aus der Folie herausfallen.

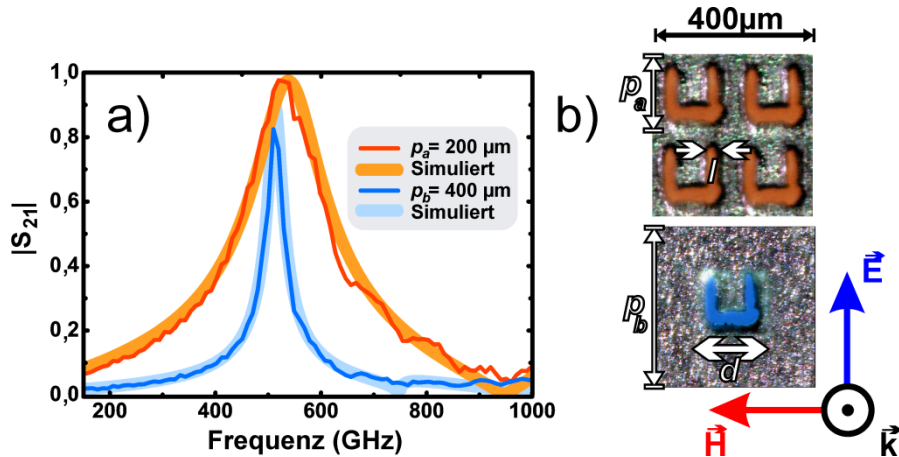


ABBILDUNG 7. TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN VON ZWEI FSO BESTEHEND AUS SRR MIT UNTERSCHIEDLICHEN GITTERKONSTANTEN p , DIE IN EINE $10 \mu\text{m}$ DICKE ALUMINIUMFOLIE GESCHNITTEN WURDEN. DIE ROTE LINIE ZEIGT DAS BANDPASSVERHALTEN FÜR $p_A = 200 \mu\text{m}$, DIE BLAUE FÜR $p_B = 400 \mu\text{m}$. DER DURCHMESSER DER RESONATOREN BETRÄGT CA. $d = 130 \mu\text{m}$ UND DIE LINIENBREITE $L = 30 \mu\text{m}$. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [1] ADAPTIERT.

Weitere Beispiele von Proben, die bereits mit dieser Methode gefertigt und vermessen wurden, bilden beispielsweise polarisationsdrehende Resonatoren (siehe Ref. [1]) und Metamoleküle (siehe den Konferenzbeitrag [1]). Insbesondere Metamoleküle werden später noch zum Thema in dieser Arbeit (siehe Kapitel 4.4.5) und deshalb an dieser Stelle vorerst nicht weiter behandelt.

WEITERES POTENTIAL DER LASERABLATION

Über die Bearbeitung von freistehenden Folien hinaus erlaubt die Methode der Laser-Ablation auch das Bearbeiten von anderen Materialien und mehrschichtigen Systemen. Abbildung 8 zeigt dazu einige Beispiele, die bereits in verschiedenen Substraten oder zu unterschiedlichsten Zwecken hergestellt wurden. In Abbildung 8 (a)-(c) sind unterschiedliche Strukturen auf Aluminiumfolie dargestellt, die nur grob die Möglichkeiten verdeutlichen sollen. In Abbildung 8 (d) ist eine Probe zu sehen, bei der invertierte SRR aus Indiumzinnoxid (ITO) von einem Quarzglassubstrat abgetragen wurde. ITO ist von Interesse für viele Anwendungen, da es sich um ein halbleitendes Material handelt, das im optischen Bereich noch relativ transparent ist. Abbildung 8 (e) und (f) zeigen Fresnel-Optiken, die in Aluminiumfolie geschnitten wurden. Das erste Beispiel (e) ist eine einfache Zonenplatte, die durch konstruktive Interferenz einen Fokus erzeugt [71], [72]. Im zweiten Beispiel (f) ist ein ähnliches Konzept verwirklicht, mit dem ein wirbelartiger Fokus im THz-Bereich realisiert werden könnte [73]. In Abbildung 8 (g) sind Graphenkontakte dargestellt, bei denen

überschüssiges Material von Siliziumsubstrat abgetragen wurde. Abbildung 8 (h) schließlich zeigt eine Seite einer beidseitig goldbeschichteten Polyvinylidenfluorid-Folie (PDVF), in die invertierte SRR geschnitten wurden. PVDF ist ein interessantes Material für zukünftige THz-Anwendungen, weil es ein Kunststoff mit piezoelektrischen Eigenschaften ist. So kann möglicherweise das Anlegen einer Spannung die Geometrie in einer geschnittenen Struktur so verändern, dass sich auch die frequenzabhängigen Eigenschaften wandeln und eine Modulation oder eine Strahlablenkung denkbar wird.

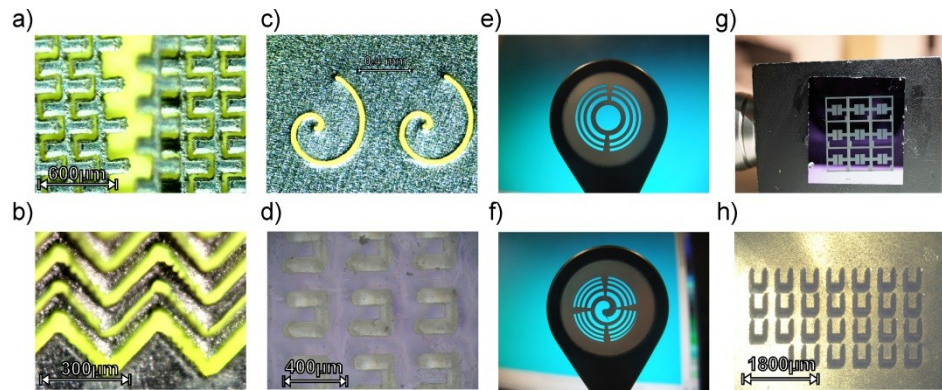


ABBILDUNG 8. VERSCHIEDENE PROBEN, DIE BEREITS MIT DEM LATERABLATIONSVERFAHREN HERGESTELLT WURDEN. (A)-(C) FEINE SCHNITTE IN FREISTEHENDER ALUMINIUMFOLIE. (D) INVERTIERTE SRR IN ITO AUF QUARZGLAS. (E) FRESNEL ZONENPLATTE IN ALUMINIUMFOLIE. (F) SPIRAL-ZONENPLATTE IN ALUMINIUMFOLIE. (G) GRAPHENKONTAKTE AUF SILIZIUM. (H) DOPPELSEITIGE INVERTIERTE SRR IN GOLDFILMEN AUF PVDF.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend ermöglicht die Methode der Laserablation also das Prozessieren von FSO mit einer vergleichbaren Auflösung wie sie herkömmliche Lithographiemethoden aufweisen – sie ist allerdings flexibler, da keine Fotomaske hergestellt werden muss. Außerdem hat das Verfahren in vielen Fällen zahlreiche weitere Vorteile: So können z.B. freistehende Folien prozessiert werden, wodurch die Nachteile eines Substrates aufgehoben werden. Das Verfahren ist relativ einfach und nach dem Start der Prozessier-Software ist kein weiteres Eingreifen notwendig. Außerdem können auch zahlreiche Materialien bearbeitet werden, bei denen ein Ätz- oder Lithographieprozess schwierig oder sogar unmöglich ist.

4.2 ERZEUGUNG SCHARFER TERAHERTZ BANDPASS FILTER MITTELS FABRY PÉROT RESONATOREN

- [II] N. Born, M. Reuter, M. Koch, and M. Scheller, *“High-Q terahertz bandpass filters based on coherently interfering metasurface reflections,”* *Opt. Lett.*, Bd. 38, Nr. 6, S. 908–910, 2013.

Basierend auf dem Konzept von Fabry Pérot Resonatoren werden in diesem Abschnitt scharfe terahertz Bandpass Filter diskutiert.

Der Beitrag des Erstautors bestand bei der oben genannten Veröffentlichung in der Herstellung, der Charakterisierung und der Simulation des Bauelements. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Zunächst wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus der oben genannten Veröffentlichung gegeben. Hinzu kommen einige zusätzliche Erläuterungen, die über die eigentliche Publikation hinausgehen. Schließlich folgt ein Ausblick, in dem ein Fabry Pérot Resonator als Sensor eingesetzt wird.

KONZEPT

In diesem Abschnitt wird ein Filter für THz-Strahlung vorgestellt, der auf dem Konzept eines Fabry Pérot Resonators beruht und extrem scharfe Transmissionsfenster mit Gütefaktoren im Bereich von 500 aufweist. Trotz dieser scharfen Fenster, die einem Kamm ähneln, zeigt der Filter dabei nur geringe Einkoppelverluste, ist leicht zu handhaben und kann innerhalb eines kleinen Frequenzfensters nachjustiert werden. Abbildung 9 stellt das Konzept schematisch dar. Es basiert auf der kohärenten Interferenz von Photonen, die durch stark reflektierende Spiegel an den Rändern eines hoch transparenten Silizium-Plättchens verursacht wird. Die stark reflektierenden Spiegel werden dabei durch metallische Strichgitter verwirklicht, die ihrerseits eine Frequenz-Selektive-Oberfläche mit einer starken Polarisationsabhängigkeit bilden.

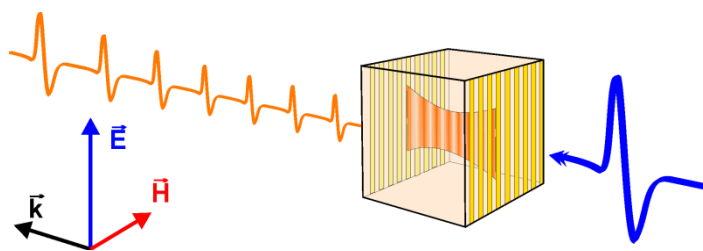


ABBILDUNG 9. SCHEMATISCHE DARSTELLUNG EINES FABRY PÉROT RESONATORS MIT EINEM EINGEHENDEN THZ-PULS (BLAU) UND TRANSMITTIERTEN ECHO-PULSEN (ORANGE). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [II] ADAPTIERT.

Die Schemazeichnung stellt eine gepulste Charakterisierung des Bauelements dar, wie sie auch mit einem THz-Zeitbereichs-Spektrometer durchgeführt werden kann. In blau ist dabei ein eingehender THz-Puls zu sehen, der aus einem breiten Frequenzspektrum besteht. Dieser trifft auf ein metallisches Strichgitter mit einer Periodizität von $20\ \mu\text{m}$. Die $10\ \mu\text{m}$ breiten metallischen Gitter bestehen aus einer $10\ \text{nm}$ dicken Chrom-Schicht, die als Haftvermittler dient, und einer $180\ \text{nm}$ dicken Goldschicht. In der dargestellten Polarisation wirkt dieses Strichgitter als ein Spiegel hoher Reflektivität. Beide Spiegel zusammen bewirken, dass Photonen innerhalb des Resonators lange „gefangen“ bleiben. In Transmission können nur Wellenlängen aus dem Bauelement abgestrahlt werden, die konstruktiv interferieren. Alle anderen Frequenzkomponenten werden stark von dem

Bauelement reflektiert. Bei der gepulsten Charakterisierung spiegeln zahlreiche Echopulse (oranger Pulszug) diesen Sachverhalt wider. Jeder der Echopulse enthält seinerseits das volle Frequenzspektrum des Anregepulses. Durch einen Phasenversatz $\delta = 2\pi/\lambda \cdot 2nl$ zwischen den destruktiv interferierenden Frequenzkomponenten ergibt sich aber bei der Fouriertransformation über das volle Zeitfenster der charakteristische Verlauf eines Fabry Pérots Resonators mit vielen scharfen Transmissionsmaxima. λ ist dabei die Wellenlänge, n der Brechungsindex zwischen den beiden Spiegeln und l die Länge des Resonators.

Das Konzept selbst hat sich als sehr robust erwiesen, da das Bauelement keiner weiteren Justage bedarf und – anders als vergleichbare Ansätze [74] – einfach in den Strahlengang eingebracht werden kann. Dabei gewährleisten die sehr parallelen Flächen eines kommerziell erhältlichen Silizium Wafers, dass der Resonator optimal ausgerichtet ist. Das verwendete undotierte Silizium ist seinerseits sehr transparent für THz-Strahlung und besitzt einen Absorptionskoeffizienten kleiner $0,03 \text{ cm}^{-1}$ [75] für Frequenzen unter 2 THz. So wird es möglich, beispielhaft einen sehr schmalbandigen Bandpass umzusetzen, der bei ca. 2,2 THz einen Gütefaktor im Bereich von 500 aufweist und eine Finesse von ca. 35 hat. Durch das Erweitern auf mehrere Schichten oder durch das Einsetzen von noch stärker reflektierenden Oberflächen können diese Werte weiter erhöht werden. Hierdurch verliert das Bauelement allerdings auch an Maximal-Transmission.

IM FREQUENZRAUM

Abbildung 10 zeigt die Übertragungsfunktion des Filters (orange) von 150 GHz bis 2,35 THz. Wie bereits erwähnt, tauchen in diesem Frequenzspektrum sehr scharfe Transmissionsmaxima auf, die zu höheren Frequenzen hin immer ausgeprägter werden. Das frequenzabhängige Verhalten der ansteigenden Spitzen ist auf die metallische Strichgitteroberfläche zurückzuführen, welche eine höhere Reflektivität für größere Wellenlängen aufweist.

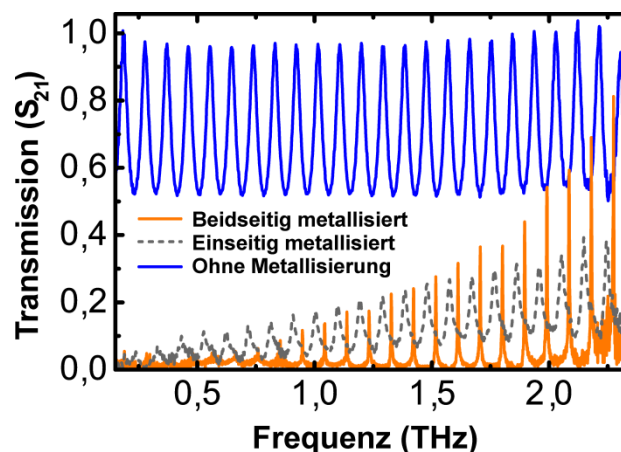


ABBILDUNG 10. STREUPARAMETER IN TRANSMISSION FÜR EIN BEIDSEITIG BESCHICHTETES SILIZIUM PLÄTTCHEN (ORANGE), EIN EINSEITIG BESCHICHTETES PLÄTTCHEN (GRAU, GESTRICHELT) UND DEN WAFER OHNE METALLISIERUNG (BLAU). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [11] ADAPTIERT.

Zusätzlich dazu zeigt der Graph auch das Transmissionsverhalten eines einseitig beschichteten Silizium Plättchens (grau, gestrichelt) und eines unbeschichteten Wafers (blau). Im Falle des unbeschichteten Plättchens sind immer noch Fabry Pérots Oszillationen zu sehen. Diese entstehen durch die Reflektionen an den Kanten des Wafers.

Durch die Beschichtung von nur einer Seite des Wafers nimmt die Reflektivität einer Seite des Resonators zu. Dadurch wird die Güte des Resonators selbst allerdings nicht erhöht,

weshalb die Resonanzen eine ähnliche Breite wie die Oszillationen des leeren Wafers aufweisen. Im Kontrast dazu wird aber die Gesamt-Reflektivität deutlich größer, wodurch die Transmission in diesem Fall stark sinkt und nun den gleichen frequenzabhängigen Verlauf nimmt, wie sie im beidseitig metallisierten Fall vorliegt.

POLARISATIONSABHÄNGIGKEIT

Das stark polarisationsabhängige Verhalten des Filters ist in Abbildung 11 exemplarisch für eine Resonanzfrequenz dargestellt. Der Verlauf der orangen Kurve spiegelt die gleiche Situation wie im Graphen zuvor wider. Die metallischen Gitter sind parallel zum elektrischen Feld und damit in Sperrrichtung orientiert (entspricht einem Polarisationswinkel von 0°). Hierdurch folgt eine hohe Güte für Resonanzen in der eingestrahlten Polarisation. Durch das Drehen der Polarisation um 90° ergibt sich ein Verlauf, der sehr stark dem Verhalten des leeren Referenzwafers in Abbildung 10 ähnelt. In dieser Situation ist das metallische Gitter praktisch transparent für die THz-Strahlung.

Bei genauer Betrachtung der Daten fallen aber drei Dinge auf, die zunächst unerwartet sind:

- 1) Bei 90° verbleibt eine scharfe Resonanz in der blauen Kurve (bei ca. 2 THz).
- 2) Im Verlauf bei 0° fällt eine leichte Asymmetrie des Kurvenverlaufs auf.
- 3) Die Höchstwerte beider Transmissionsmaxima (senkrecht- und parallel polarisiert) liegen nicht bei den gleichen Frequenzen und sind gegeneinander verschoben (Δf).

Punkt 1) und 2) hängen mit der Präparation der Probe zusammen. Leider ließ sich bei der Prozessierung nicht vermeiden, dass die Gitter auf Vorder- und Rückseite leicht gegeneinander verdreht sind. Die optische Inspektion ergab einen Winkel zwischen beiden Gittern von ca. 3° , der auch in den Simulationen (Abbildung 11 (a)) berücksichtigt wurde. Er verursacht sowohl den asymmetrischen Verlauf bei der Polarisation 0° als auch den scharfen Einbruch bei 90° . Der Grund ist, dass ein leicht verkipptes Strichgitter die Polarisation einer transmittierten oder reflektierten Welle frequenzabhängig dreht. Die Drehung ist für kleine Frequenzen effektiver als für große. Dadurch setzt sie also die Güte des Resonators im Fall von 0° frequenzabhängig herab, was zum asymmetrischen Verlauf in dieser Polarisation führt und einen niedrigeren Gütefaktor zur Folge hat. Im Fall von einer 90° Polarisation erhöhen sie die Reflektivität leicht, wodurch es zum dargestellten Einbruch kommt.

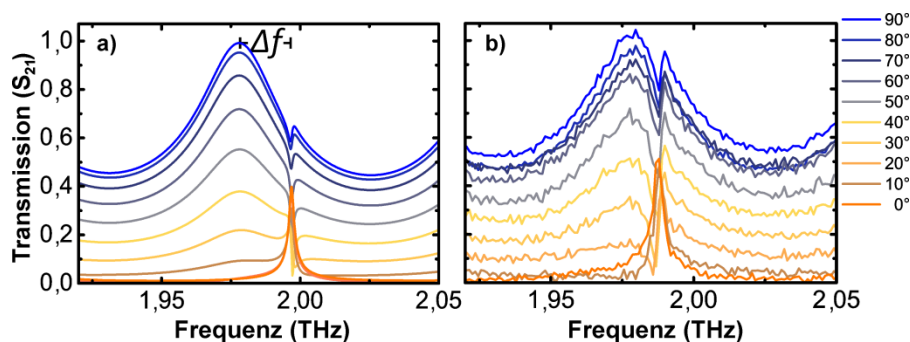


ABBILDUNG 11. SIMULATION (A) UND MESSUNG (B) DES TRANSMISSIONSSPEKTRUMS IN ABHÄNGIGKEIT DER POLARISATION. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [II] ADAPTIERT.

Die Tatsache, dass die beiden Maxima um Δf gegeneinander verschoben sind (Punkt 3), liegt an den beiden voneinander verschiedenen komplexen Brechungsindizes für die beiden

Orientierungen des Strichgitters. Sie verursachen einen voneinander verschiedenen Phasensprung an der Grenzfläche und führen zu einer Verschiebung.

FEINJUSTAGE

Um eine Feinjustage am Filter durchzuführen, stehen zwei relativ einfache Möglichkeiten zur Verfügung. Beide basieren darauf, die effektive Länge des Resonators zu erhöhen. Zum einen wird dies möglich, indem das Bauelement leicht im Winkel verkippt wird. Zum anderen kann die Temperatur des Bauelements angepasst werden, um eine effektive Weglängenänderung zu erreichen. Durch das einfache Verkippen ändert sich die Weglänge der THz-Strahlung im Resonator unter Einbeziehung des Snelliusschen Brechungsgesetzes folgendermaßen:

$$l_{eff} = d / \sqrt{1 - (n_1/n_2 \cdot \sin(\Phi))^2}.$$

l_{eff} ist hierbei die effektive Länge des Resonators, d die tatsächliche Dicke des Silizium-Plättchens, n_1 und n_2 die Brechungsindizes der beiden Medien (hier: Luft und Silizium) und ϕ der Einfallswinkel.

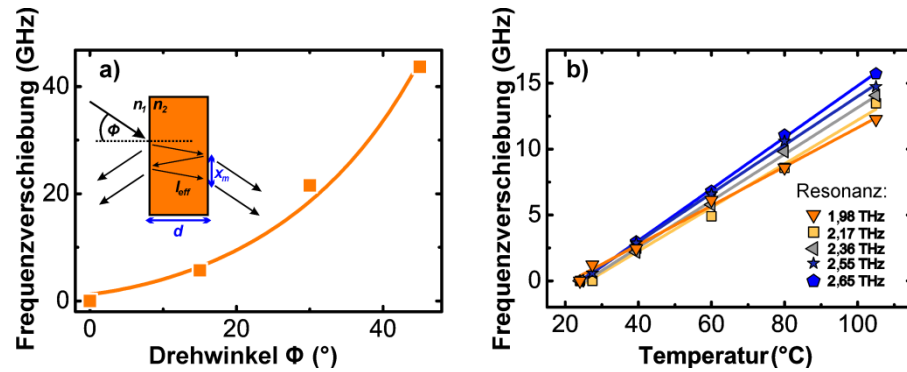


ABBILDUNG 12. ABSTIMMBARKEIT DES FABRY PÉROT FILTERS. (A) ZEIGT DIE SIMULIERTE VERSCHIEBUNG DER RESONANZ BEI 2 THz FÜR VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL. (B) ZEIGT DIE GEMESSENEN VERSCHIEBUNGEN VERSCHIEDENER RESONANZEN BEI TEMPERATURÄNDERUNGEN. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [11] ADAPTIERT.

Abbildung 12 (a) zeigt diese Verschiebung für die Resonanz bei ca. 2 THz unter Drehung des Bauelements um den Winkel Φ . Problematisch ist bei dieser Art der Verstimmung allerdings, dass die Reflexe durch das Verdrehen des Filters mit zunehmender Ordnung m parallel zueinander verschoben werden, wie es in der Schemazeichnung des Graphen dargestellt ist. Die Verschiebung x_m errechnet sich zu:

$$x_m = 2d \cdot \tan(\arcsin(n_1/n_2 \cdot \sin(\phi))) \cdot m,$$

und kann für höhere Ordnungen dazu führen, dass die transmittierten Echos nicht mehr auf den Detektor fokussiert werden. Dadurch ergibt sich eine Unterschätzung der Güte bei einer Charakterisierung in einem THz-TDS Aufbau.

Außerdem ist hier nur die Verschiebung einer ausgesuchten Resonanz aufgetragen. Diese Verschiebung ist allerdings nicht für jedes Transmissionsmaximum gleich. Sie hängt von zwei Faktoren ab: Einerseits ist es möglich, dass es eine starke Dispersion im Substratmaterial gibt – im Fall von Silizium ist sie aber eher gering. Für eine starke Dispersion würden höhere Frequenzen stärker von einer echten Längenänderung des

Resonators betroffen als niedrige. Andererseits kommt es selbst bei einer konstanten Dispersion vom Substratmaterial zu einer frequenzabhängigen Verschiebung, die sich zu:

$$\Delta\lambda = \Delta d * \lambda_{res}/d,$$

berechnet. $\Delta\lambda$ ist dabei die effektive Änderung der Wellenlänge, Δd die Dickenänderung, λ_{res} die Resonanzwellenlänge und d die Dicke des Silizium Plättchens. Der Zusammenhang ergibt sich deshalb, weil höhere Moden durch die Weglängenänderung im Resonator effektiv immer kleinere Änderungen der Wellenlänge erfahren. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 12 (b) gut zu erkennen. Dargestellt ist die temperaturabhängige Verschiebung einiger Transmissionsmaxima über einen Bereich von 15 GHz bei einer Temperaturänderung von ca. 100°C. Auch sie wird vornehmlich durch die Änderung der effektiven Länge im Resonator verursacht. Zu sehen ist, dass sich Moden bei höheren Frequenzen – also kleineren Wellenlängen – stärker verschieben als bei niedrigen Frequenzen, was sich in den voneinander verschiedenen Steigungen ausdrückt.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es in der Veröffentlichung [II] gelungen ist, einen Bandpass Filter hoher Güte (im Bereich von 500) zu demonstrieren, der sich einfach handhaben lässt, geringe Einkoppelverluste aufweist und geometrisch oder thermisch feinjustiert werden kann.

FABRY PÉROT SENSOR

An dieser Stelle eignet sich der Einschub über das Konzept eines Sensors, der auf einer ganz ähnlichen Fabry Pérot Anordnung beruht und hier als Ausblick dient.

Für die THz-Technologie wird die zerstörungsfreie und berührungslose Charakterisierung von verschiedensten Materialien zukünftig vermutlich ein immer wichtigeres Thema [8]. Für THz-TDS Systeme mit einer begrenzten Bandbreite sind allerdings dünne Materialien schwierig zu vermessen – insbesondere, wenn sie zusätzlich auch einen niedrigen Brechungsindex im THz-Bereich aufweisen. Als wichtige Beispiele seien hier Papier oder Folienschichten genannt, die sich mittels einfacher Transmissionsspektroskopie nur schwer charakterisieren lassen. Sobald eine Probe zu dünn wird, lässt sich im Zeitbereich kaum noch eine Verschiebung des Pulses im Vergleich zu einem Referenzpuls messen. Die einzigen Möglichkeiten, um doch eine Auswertung solcher Materialien vorzunehmen, ist, dickere Proben zu vermessen oder eine Auswertung bei höheren Frequenzkomponenten vorzunehmen. Leider ist letztere Technik oft nicht möglich, da die Bandbreite bei bestehenden Systemen begrenzt ist.

Der Ansatz, einen Resonator zu benutzen, um die Sensitivität zu erhöhen, ist kein neuer und wird zum Beispiel im optischen Bereich bei der sogenannten Cavity-ring-down-Spektroskopie genutzt [76]. Im THz-Bereich kann sie allerdings durch die kohärente Detektion des elektrischen Feldes noch einmal eleganter ausgenutzt werden. Um dies zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 13 eine beispielhafte Messung, die das genannte Prinzip darstellt. Die Schemazeichnung im oberen Bereich der Abbildung soll dabei die Versuchsanordnung widerspiegeln. Der Resonator besteht dabei aus zwei Silizium-Plättchen, die dieses Mal nur auf einer Seite mit dem Metallgitter strukturiert wurden und sich parallel mit einem Abstand von ca. 11 mm gegenüber stehen. Gemessen wird in Transmission. Die Referenzmessung geschieht mit leerem Luftspalt. Für die Probenmessung wird eine dünne Probe in den Luftspalt eingebracht.

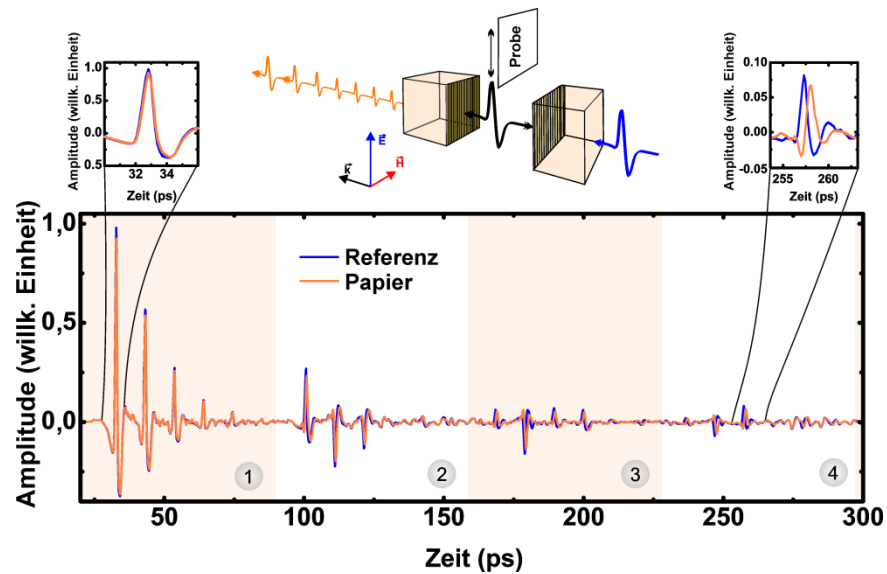


ABBILDUNG 13. THz-TDS SIGNAL IN TRANSMISSION DURCH EINEN FABRY PÉROT RESONATOR DER AUS ZWEI SILIZIUM PLÄTTCHEN AUFGEBAUT IST, DIE JEWEILS AUF EINER SEITE MIT EINEM STRICHGITTER ($10\ \mu\text{m}$ STREIFEN UND $10\ \mu\text{m}$ DISTANZ) STRUKTURIERT SIND. DIE BEIDEN METALLGITTER SIND SO AUSGERICHTET, DASS SIE SICH IN EINEM CA. $11\ \text{mm}$ BREITEN LUFTSPALT GEGENÜBER STEHEN. IN DEN LUFTSPALT KÖNNEN PROBEN EINGEBRACHT WERDEN.

Das gemessene Zeitbereichs-Signal besteht in diesem Fall aus einer komplexeren Abfolge von verschiedenen Reflexionspulsen. Zur Vereinfachung sind im Graphen zunächst verschiedene Bereiche markiert und mit den Nummern 1 bis 4 benannt. Sie symbolisieren die Zeitspanne, die ein einzelner Reflex bräuchte, um den Hin- und Rückweg durch den $11\ \text{mm}$ langen Luftspalt zu nehmen.

Der erste Puls liegt kurz hinter $30\ \text{ps}$. Dieser Puls ist das Signal, das auf direktem Weg durch die beiden Silizium-Plättchen und die Probe gelaufen ist. Im Vergleich zum Referenzsignal wurde der Puls leicht abgeschwächt – eine Verschiebung durch die unterschiedlichen Laufzeiten ist auf den Daten aber nicht zu erkennen. Damit spiegelt dieses Signal eine herkömmliche Transmissionsmessung wider, in der sich kaum eine Charakterisierung der Probe vornehmen lässt.

Nach diesem ersten Puls folgen weitere, relativ starke Reflexe, die ihrerseits Echos im ersten oder im zweiten Silizium Plättchen sind. Sie haben die Probe ebenfalls nur einmal passiert und weisen deshalb nur eine geringe Zeitverschiebung im Vergleich zur Referenzmessung auf. Reflexe im Bereich 2 des Graphen hatten hingegen potentiell die Zeit, um die Probe mehrmals zu durchlaufen. Sobald sie am Detektor ankommen sind, haben einige dieser Pulse die Probe drei Mal passiert. Dieses Herangehen lässt sich fortsetzen. Im Bereich 3 haben einige der Pulse die Probe fünf Mal passiert und schließlich im Bereich 4 sieben Mal. Und tatsächlich lässt sich in diesem Bereich (bei ca. $255\ \text{ps}$) klar erkennen, dass es eine Zeitverschiebung zwischen Referenz- und Probenpuls gibt. Durch die genaue Identifizierung der einzelnen Echopulse kann auf diesem Weg auch eine ausgefeilte Auswertung möglich werden, auf die in dieser Arbeit aber verzichtet werden muss. Die Methode selbst kann zukünftig aber vermutlich in einem industriellen Umfeld genutzt werden, um eine höhere Auflösung von terahertz-Zeitbereichsspektrometern in Bezug auf dünne Schichten zu erreichen.

4.3 TERAHERTZ AMPLITUDENMODULATION DURCH DIE AUSNUTZUNG EINES FABRY PÉROT RESONATORS

[III] **N. Born**, M. Scheller, M. Koch, and J. V. Moloney, "*Cavity enhanced terahertz modulation*," *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 103508, 2014.

Nachdem die Eigenschaften und Möglichkeiten eines auf dem Fabry Pérot Prinzip basierenden Filters diskutiert wurden, wird in diesem Abschnitt nun die Tauglichkeit dieses Konzepts als THz-Amplitudenmodulator besprochen.

Der Beitrag des Erstautors zur oben genannten Veröffentlichung bestand in der Herstellung und Charakterisierung des Bauelements. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Nach einer kurzen Motivation werden in diesem Abschnitt zunächst die Ergebnisse der Veröffentlichung zusammengefasst und diskutiert. Darauf folgend werden beispielhafte Daten der Modulation eines THz-TDS Signals gezeigt.

KONZEPT

Um eine Modulation des THz-Signals vorzunehmen, gibt es eine Reihe von Möglichkeiten. Zunächst muss zwischen Phasen- [77] und Amplitudenmodulatoren [78] unterschieden werden. Die Amplitudenmodulation wiederum kann an einem Bandpass [79] oder einem Kerbfilter [80] stattfinden und die Eigenschaften des Filters verstimmen [81] oder unterdrücken [45]. Die meisten der bisher vorgestellten Konzepte basieren auf zwei unterschiedlichen Typen von Bauelementen. Sie setzen sich entweder aus dünnen Mehrschichtsystemen zusammen und bilden einen photonischen Kristall [82] oder sie bestehen aus dünnen Metamaterialoberflächen auf einem ausgesuchten Substrat [83]. In beiden Fällen werden die dielektrischen Eigenschaften eines in das Bauelement integrierten Materials elektrisch, magnetisch, thermisch oder optisch verändert.

Der vermutlich einfachste Ansatz, um eine Amplitudenmodulation im THz-Bereich vorzunehmen, ist das Ausnutzen eines Halbleiters, auf dem optisch freie Ladungsträger erzeugt werden können. Diese freien Ladungsträger werden dann vom externen Feld getrieben und führen zu einer verminderten Extinktion. Durch interne Reflexionen weist allerdings selbst ein nackter Silizium Wafer starke Frequenzcharakteristika auf, wie sie in Abbildung 10 bereits dargestellt wurden. Durch die Beleuchtung wird optisch (bei 827 nm) eine Eindringtiefe von ca. 33 μm [84] für kristallines Silizium erreicht. Effektiv werden also lediglich bis zu dieser Tiefe freie Ladungsträger erzeugt. Diese können ihrerseits dann auch nur in dieser dünnen Schicht THz-Strahlung absorbieren. Um eine starke Unterdrückung der transmittierten THz-Strahlung zu erreichen, sind deshalb erhebliche optische Intensitäten nötig.

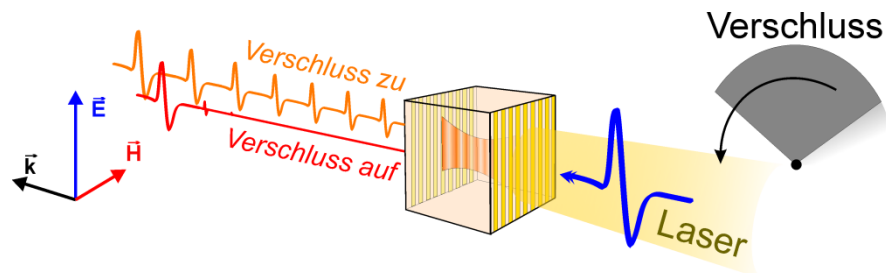


ABBILDUNG 14. SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES FABRY PÉROT RESONATORS MIT EINEM EINGEHENDEN THZ-PULS (BLAU). ZUSÄTZLICH IST NUN EIN LASER AUF EINE SEITE DES SILIZIUM PLÄTTCHENS GERICHTET, DER MIT EINEM VERSCHLUSS EIN- UND AUSGESCHALTET WERDEN KANN. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [III] ADAPTIERT.

Für einige Anwendungen kann es durchaus sinnvoll sein, schmale Transmissionsbänder ein- und auszuschalten. Deshalb wurde in dieser Arbeit das Konzept des zuvor vorgestellten Filters erweitert, um einen THz-Amplitudenmodulator zu verwirklichen, der die Effektivität des oben beschriebenen Schaltmechanismus erhöht. Das Konzept dieses Modulators ist in Abbildung 14 dargestellt. Es beruht auf einem Fabry Pérot Resonator, der analog zu dem Filter im vorherigen Kapitel aufgebaut ist. Durch das Beleuchten des Halbleitermaterials werden freie Ladungsträger innerhalb des Resonators erzeugt und bilden eine dünne Schicht, in der die THz-Strahlung absorbiert werden kann. Da ein THz-Photon in einem Resonator hoher Güte eine längere Verweildauer hat, durchquert es in einer solchen Konfiguration die dünne Absorptionsschicht häufiger und wird dadurch effizienter absorbiert. So kann nicht nur ein schmalbandiger Bandpassfilter verwirklicht werden, sondern die optische Leistung, die zum Modulieren eines Signals nötig ist, wird auch herabgesetzt. In Abbildung 14 ist dieser Sachverhalt durch zwei verschiedene Pulszüge dargestellt. Ist der Verschluss geschlossen, so funktioniert das Bauelement als Filter und im THz-TDS Signal werden viele Echopulse beobachtet. Ist der Verschluss geöffnet, dann wird ein großer Teil der THz-Strahlung absorbiert oder reflektiert. In Transmission werden nur noch wenige, stark geschwächte Echopulse beobachtet.

ERGEBNISSE

Das Bauelement wurde für die folgenden Messungen aus einem ca. 455 μm dicken undotierten Silizium Wafer gefertigt, auf dem ein Metallgitter aufgebracht wurde. In diesem Fall hatte das Metallgitter eine etwas größere Gitterkonstante mit einem Abstand von 30 μm und einer Streifenbreite von ebenfalls 30 μm . Dieser wurde im Vergleich zu der Situation im vorangegangenen Kapitel erhöht, um die Transmission des Filters im tieferen Frequenzbereich zu verbessern und damit die Modulationseffizienz zu optimieren. Die Metallisierung bestand aus einer ca. 200 nm dicken Goldschicht und einer ca. 10 nm dicken Titanschicht, die als Haftvermittler zwischen Gold und Silizium dient. Optisch angeregt wurde das Bauelement mit einem thermoelektrisch gekühlten, fasergekoppelten Diodenlaser, der im Dauerstrichbetrieb bei einer Wellenlänge von 808 nm operiert. Für die Messungen wurde dieser auf einen Durchmesser von ca. 1 cm kollimiert auf die Vorderseite des Bauelements gerichtet.

Abbildung 15 zeigt die Transmissionseigenschaften des Modulators im Zeitbereich (a) und für eine ausgesuchte Resonanz im Frequenzbereich (b). Um dem Leser den Zugang zu erleichtern, wurde im Zeitbereich (Abbildung 15 (a)) bereits eine Vorauswertung vor-

genommen. Aufgetragen sind die sogenannten Spitze-Spitze-Werte für jedes einzelne Transmissionsecho über einen Zeitbereich von beinahe 700 ps. Bei geschlossenem Verschluss (0 W) zeigt sich ein langsam abklingender Verlauf dieser Werte über ein sehr langes Zeitfenster. Auf der Ebene des Rauschniveaus sind die Echos hier nach ca. 500 ps. Bei offenem Verschluss und einer moderaten Beleuchtungsstärke (0,56 W) lässt sich ein deutlich schnelleres Abklingverhalten erkennen (ca. 100 ps bis das Rauschniveau erreicht ist). Für eine absorbierte optische Leistung von 2,28 W sind gerade noch zwei oder drei Echopulse zu erkennen, bevor sie im Rauschen verschwinden. Der Begriff der „absorbierten optischen Leistung“ bezieht sowohl die Tatsache mit ein, dass das Metallgitter den Silizium Wafer durch seine Oberfläche abschattet, als auch, dass der Silizium Wafer selbst eine Reflexion aufweist. Sie wurde berechnet, indem die Leistung der Reflexion von der Ausgangsleistung subtrahiert wurde.

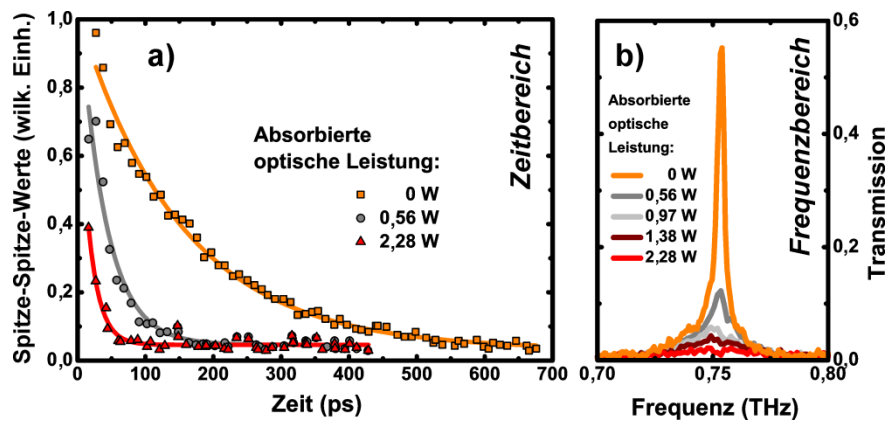


ABBILDUNG 15. TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN DES THz-MODULATORS BEI VERSCHIEDENEN OPTISCHEN ANREGELEISTUNGEN IM ZEITBEREICH (A) UND IM FREQUENZBEREICH (B) FÜR EINE AUSGESUCHTE RESONANZ. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [III] ADAPTIERT.

Wie bereits besprochen, führen die Echopulse im Zeitbereich zu einem Kamm an Transmissionsmaxima im Frequenzraum. Abbildung 15 (b) greift aus diesem Kamm ein Maximum heraus und zeigt die Unterdrückung dieses Transmissionsfensters durch verschieden starke optische Anregungen. Das Maximum liegt für die ausgesuchte Resonanz bei 757 GHz und ca. 57% Transmission. Durch die optische Anregung fällt die Amplitude dieses Maximums schnell – für 2,28 W sogar auf unter 3%. Zudem ist nur eine geringe Verschiebung der Resonanz zu erkennen. Hieraus lässt sich schließen, dass die Änderung des Brechungsindex durch die optische Anregung nur einen untergeordneten Einfluss auf das Bauelement bei der gewählten Resonanzschärfe ausübt.

FREQUENZABHÄNGIGE EFFIZIENZ

Um die frequenzabhängigen Eigenschaften des Bauelements genauer zu untersuchen und um das Potential des Konzepts abschätzen zu können, wurden die Zeitbereichsdaten weiterhin mit einer Kurzzeit-Fourier-Transformation ausgewertet. Der Algorithmus ist sehr ähnlich zu einer herkömmlichen, diskreten Fourier-Transformation über das gesamte Fenster. Der Unterschied besteht darin, dass in einer Kurzzeit-Fourier-Transformation viele einzelne diskrete Fourier-Transformationen mit einem deutlich kleineren Fenster gemacht werden. Dieses Fenster rastert das Signal aus dem Zeitbereich ab. So wird es möglich, die Frequenzeigenschaften jedes einzelnen Echo-Pulses in einer farblich kodierten Graphik darzustellen. Abbildung 16 zeigt eine solche Auswertung für drei verschiedene Fälle:

Im ersten Fall (keine Anregung) ist der Modulator unbeleuchtet und agiert, wie oben dargestellt, als Bandpass für ausgesuchte Frequenzen. Zu erkennen sind die Transmissionspulse über einen Zeitbereich von 500 ps. Zu Beginn haben diese eine Bandbreite von beinahe 2 THz. Durch die frequenzselektiven Eigenschaften des metallischen Strichgitters hat das Bauelement aber eine höhere Güte für tiefere Frequenzkomponenten. Bemerkbar macht sich diese Tatsache hier dadurch, dass die späten Echopulse hauptsächlich tiefere Frequenzkomponenten enthalten. Hohe Frequenzkomponenten haben also eine kürzere Aufenthaltsdauer in dem Resonator als tiefe Frequenzkomponenten – was in dieser Auftragung sehr gut nachzuvollziehen ist.

Demgegenüber muss aber auch erwähnt werden, dass diese Sichtweise durch die Frequenzverteilung im THz-Puls verschleiert wird. Die Verteilung ist nicht gleichförmig und das SRV für Frequenzen im Bereich bis ca. 500 GHz ist deutlich besser als für Frequenzen darüber. Für diesen Bereich hat das genutzte THz-TDS System also entweder eine höhere Emitter-Leistung, eine höhere Detektor-Sensitivität oder beides zusammen. Frequenzkomponenten mit einem geringeren SRV (hohe Frequenzen) können jedoch nicht über gleich lange Zeiten beobachtet werden wie Frequenzen mit höherem SRV (tiefe Frequenzen). Für die Daten in Abbildung 16 ergibt sich hierdurch, dass hohe Frequenzen nicht ebenso lange im Zeitbereich beobachtet werden können wie tiefe.

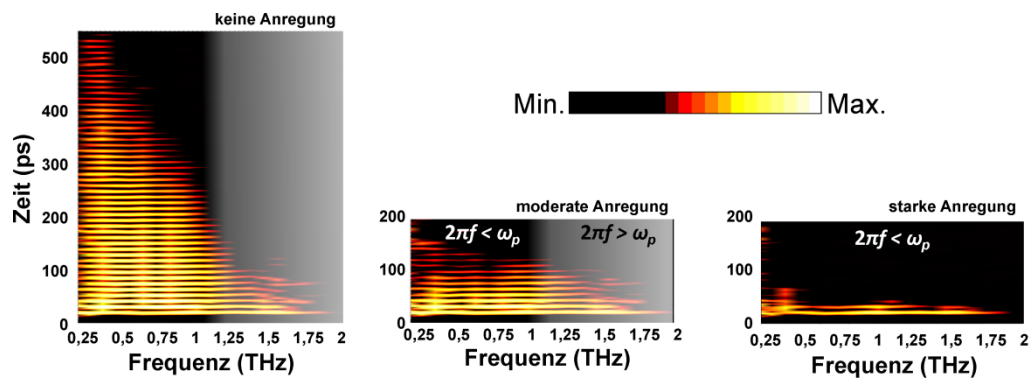


ABBILDUNG 16. KURZZEIT-FOURIER-TRANSFORMATION DER ZEITBEREICHSDATEN BEI VERSCHIEDENEN ANREGELEISTUNGEN. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [III] ADAPTIERT.

Der Vergleich von dem Fall ohne optische Anregung mit dem Fall einer moderaten optischen Anregung ergibt, dass zunächst deutlich weniger Echopulse beobachtet werden können. Das Zeitfenster, bis zu dem noch Nachpulse zu erkennen sind, endet deutlich vor 200 ps. Das Transmissionsverhalten des Bauelements wurde also deutlich unterdrückt bzw. die Dämpfung erhöht. Die genauere Betrachtung zeigt aber auch auf, dass scheinbar nur die tiefen Frequenzkomponenten beeinflusst wurden. Für Frequenzen über ~ 1 THz sieht die Graphik praktisch unverändert aus (Vergleich der grauen Bereiche zwischen dem Graphen ohne Anregung und dem Graphen mit moderater Anregung). Es kann also schon aus dieser einfachen Betrachtung geschlossen werden, dass niedrigere Frequenzen effektiver moduliert werden können als hohe. Hierfür gibt es erneut zwei verschiedene Gründe:

Zum einen ist der Q-Faktor für die tiefen Frequenzen durch das metallische Strichgitter höher. Hieraus folgt, dass die THz-Strahlung in diesem Frequenzbereich länger im Resonator verweilt und deshalb die absorbierende Schicht im Halbleiter häufiger durchläuft.

Zum anderen kann aber auch angenommen werden, dass die Plasmafrequenz der angeregten Ladungsträger ungefähr im Bereich von 1 THz liegt, wenn angenommen wird, dass sich diese ähnlich wie in einem dotierten Silizium Wafer verhalten [85]. Frequenz-

anteile über der Plasmafrequenz werden weniger stark absorbiert als Frequenzkomponenten darunter.

Beide Eigenschaften – sowohl die Position der Plasmafrequenz als auch die frequenzselektiven Eigenschaften des metallischen Strichgitters – führen dazu, dass die Modulation unter 1 THz effizienter sein sollte als die Modulation darüber.

Für eine ausreichend starke optische Anregung führt allerdings die zunehmende Ladungsträgerdichte n_e nach:

$$\omega_p = \sqrt{n_e \cdot e^2 / \varepsilon_0 \cdot m_e} ,$$

zu einer Verschiebung der Plasmafrequenz ω_p hin zu höheren Frequenzen. Hierbei ist e die Elementarladung, ε_0 die elektrische Feldkonstante und m_e die Elektronenmasse. In Abbildung 16 scheint dieses Verhalten für starke Anregungen zuzutreffen. In diesem Fall sind kaum noch Echopulse zu erkennen und diese scheinen über das gesamte Spektrum hinweg unterdrückt worden zu sein. Für diese Beleuchtungsstärke werden also alle Frequenzkomponenten stark unterdrückt.

Eine echte Modulation der THz-Strahlung über die Zeit ist beispielhaft in Abbildung 17 dargestellt. Hierbei wurde als Modulationssignal der Spitze-Wert des THz-Pulses benutzt und die Modulation geschah durch ein sich drehendes Verschlussplättchen im optischen Pfad. Dargestellt ist die Modulation für zwei verschiedene Frequenzen, 40 Hz (blau) und 100 Hz (orange). Beide Signale sind zwar verrauscht – jedoch noch deutlich vom Rausch-niveau entfernt. Durch Limitierungen im experimentellen Aufbau war leider nur eine Modulation bis hin zu knapp 1 kHz möglich.

Durch die relativ lange Ladungsträgerlebensdauer im Bereich von Millisekunden für Silizium [86] ist eine maximal zu erwartende Modulationsfrequenz dieses Bauelements auf den Bereich bis hin zu wenigen kHz beschränkt. Das Konzept selbst kann aber prinzipiell auf andere Halbleitermaterialien übertragen werden und würde dadurch z.B. im Fall von Ionen-implantiertem Galliumarsenid eine Modulationsfrequenz im Bereich von THz erlauben, wenn eine Ladungsträgerlebensdauer von weniger als 1 ps angenommen wird [87].

Das angewandte Charakterisierungsverfahren ist allerdings für schnelle Modulationen nur bedingt geeignet und dient hier nur zu einer qualitativen Demonstration der Modulation. Der Grund ist, dass nur das Signal des Spitze-Wertes eines THz-Pulses ausgewertet werden konnte. Um eine korrekte Charakterisierung der Modulationsgeschwindigkeit vorzunehmen, wäre eine Dauerstrichquelle im jeweiligen Transmissions-Frequenzfenster mit einem Detektor, der schnell genug ist, nötig gewesen.

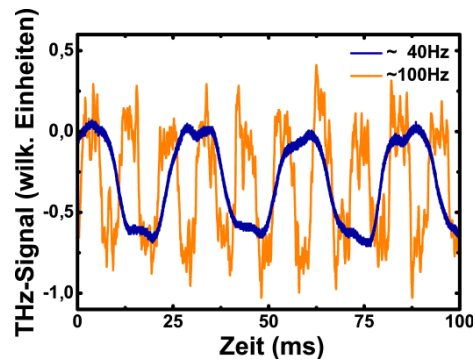


ABBILDUNG 17. BEISPIELHAFTES MODULATION EINES THz-TDS SIGNALS MIT DEM AUSGEWÄHLTEN BAUELEMENT.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend wurde in der in diesem Kapitel behandelten Veröffentlichung ein neues Konzept zur effizienten THz-Modulation vorgestellt und diskutiert. Ein Bauelement, basierend auf einem Resonator mit einer hochreinen Siliziumzwischenschicht, wurde zu diesem Zweck hergestellt und beispielhaft charakterisiert. Dabei wurde ausgelotet, welche Effekte zu einer Minderung der Effizienz führen können. Das Musterbauteil hat dabei eine Modulationstiefe von 90% bei einer maximalen Ausgangstransmission von ca. 80% an der ausgesuchten Frequenz von 942 GHz erreicht. Die Modulationsfrequenz des Musterbauteils ist allerdings durch die langen Ladungsträgerlebensdauern im Silizium sehr begrenzt. Durch den Einsatz anderer Halbleitermaterialien mit kürzeren Ladungsträgerlebensdauern ließe sich das Konzept aber einfach erweitern und eine weitaus höhere Modulationsfrequenz wäre möglich.

4.4 SCHALTEN EINES FABRY PÉROT FILTERS DURCH DAS EINBRINGEN EINER VO₂-SCHICHT

[IV] N. Born, A. Crunteanu, G. Humbert, A. Bessaudou, M. Koch, and B. Fischer, “**Switchable THz filter based on a Vanadium Dioxide layer inside a Fabry-Pérot cavity**,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Bd. 5, Nr. 6, S. 1035 2015.

Ein weiteres Konzept, um effiziente THz-Schalter zu verwirklichen, basiert darauf, andere schaltbare Materialien bzw. Dünnschichten in einen FP-Resonator einzubringen. Die Schemazeichnung von Abbildung 18 erklärt das Prinzip des vorgeschlagenen Bauelements. Es ist analog zu dem Beispiel aus dem vorangegangenen Kapitel – basiert aber nicht auf der Anregung eines Halbleitersubstrates, sondern auf dem Schalten des Phasenzustandes eines Vanadium(IV)-oxid (VO₂)-Dünnschicht.

Der Beitrag des Erstautors zu der oben genannten Veröffentlichung bestand in der Charakterisierung und der Simulation des Bauelements. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Zunächst wird in diesem Kapitel kurz auf die Eigenschaften von VO₂ eingegangen. Darauf folgt die Charakterisierung des neuen THz-Schalters anhand von zwei verschiedenen Proben. Abschließend gibt es eine kurze Diskussion mit der Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Publikation.

VO₂-DÜNNFILME

VO₂ stellt ein viel diskutiertes Material für THz-Anwendungen dar [88–91]. Es handelt sich dabei um einen hoch schmelzenden, schwarzen Feststoff, der bei einer Temperatur von ca. 68°C einen Phasenübergang in einen elektrisch leitenden und auch optisch reflektierenden Zustand vollzieht. Dieser Übergang kann nicht nur über eine Temperaturänderung geschehen [92], sondern auch durch einen elektrischen Stimulus [93], eine optische Anregung [94] oder sogar einen starken THz-Puls [95]. Dabei können Übergangszeiten von der isolierenden in die leitende Phase von *ps* oder sogar *fs* mit einer optischen Anregung erreicht werden [94].

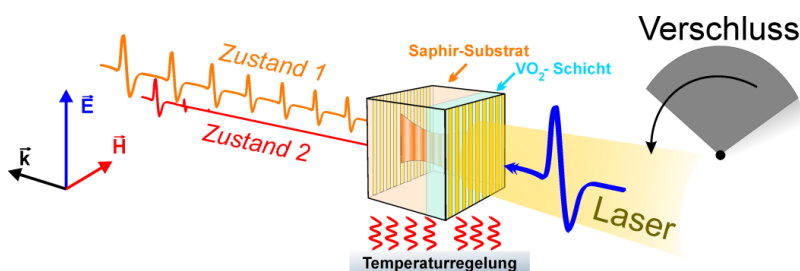


ABBILDUNG 18. SCHEMA EINES SCHALTbaren FP-FILTERS. DURCH DAS EINBRINGEN EINER VO₂-SCHICHT, DIE IHREN PHASENZUSTAND DURCH VERSCHIEDENE STIMULI VERÄNDERN KANN, WIRD EINE MODULATION MÖGLICH.

Diese ausgesprochen schnellen Schaltzeiten gelten allerdings nur für den Übergang von der isolierenden in die leitende Phase. Die Phasenänderung zurück zur isolierenden Phase findet nur im Bereich von μs statt, da es eine ausgeprägte Hysterese zwischen den Phasenübergängen gibt [95]. Diese Hysterese ist in Abbildung 19 exemplarisch anhand einer Messung eines dünnen VO₂-Films auf Saphir dargestellt. Gezeigt ist das THz-Transmissionsverhalten (S_{21}) gemittelt über ein Frequenzfenster von 100-300 GHz. Der Dünnschicht betrug

bei dieser Probe 80 nm und die Leitfähigkeit des VO₂-Dünnsfilms änderte sich von 2,5 kS/m auf 450 KS/m. Zu sehen ist die Abnahme der Transmission ab ca. 75°C beim Aufheizen der Probe. Beim Abkühlen setzt die Zunahme der Transmission zwar wieder bei ca. 80°C ein, zeigt aber trotzdem eine deutliche Hysterese zur Heizrichtung.

Leider sind in dieser Messung die Transmissionswerte mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet, da das Heizen der Probe mit einem Peltier-Element auch Teile des Spektroskopieaufbaus durch die Erwärmung beeinflusst und Referenzmessungen nur zu Beginn und Ende der Messungen möglich waren. So kam es während der Messung, die ca. fünf Stunden dauerte, zu einem Temperaturdrift, der die breiten Fehlerbalken erklärt. Außerdem musste der Temperaturfühler etwas unterhalb der Probe befestigt werden, wodurch zu erwarten ist, dass sämtliche Temperaturdaten leicht überschätzt wurden.

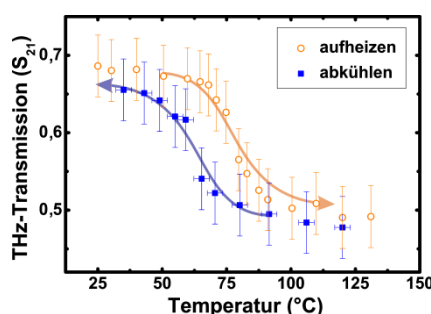


ABBILDUNG 19. GEMESSENES HYSTERESEVERHALTEN EINER VO₂-SCHICHT AUF SAPHIR CHARAKTERISIERT ANHAND DER THZ-TRANSMISSION. IN ORANGENFARBENEN KREISEN IST DIE AUFHEIZRICHTUNG DARGESTELLT, IN BLAUEN QUADRATEN DIE ABKÜHLRICHTUNG.

Trotz Hysterese macht der schnelle Phasenübergang von isolierender in leitende Phase das Material sehr interessant für Anwendungen im THz-Bereich, da er in Kombination mit der Hysterese neue Modulationskonzepte ermöglicht [96].

EIGENSCHAFTEN DES FP-VO₂-SCHALTERS

Für die Publikation [IV] wurde eine Probe hergestellt, die aus einem Saphirplättchen (Dicke $\approx 420 \mu\text{m}$) besteht und erneut auf beiden Seiten mit einem Metallgitter strukturiert wurde. Dabei wurden zwei Proben vermessen, eine mit einer Streifenbreite von $10 \mu\text{m}$ und einem Streifenabstand von $25 \mu\text{m}$ sowie eine mit einer Streifenbreite von $25 \mu\text{m}$ und einem Abstand von $50 \mu\text{m}$. Zusätzlich ist nun auf einer der beiden Seiten eine dünne (ca. 200 nm) VO₂-Schicht zwischen Metallgitter und Saphir eingebracht. Um eine erste Charakterisierung des Bauelements vorzunehmen, wurde der Filter auf einem Probehalter angebracht, dessen Temperatur sich über ein Peltier-Element regeln ließ. Abbildung 20 zeigt die gemessenen, spektralen Transmissionseigenschaften (S_{21}) des Bauelements für die beiden möglichen Polarisierungen parallel (a) und senkrecht zum Gitter (b) zusammen mit den Simulationen und jeweils für das VO₂ im isolierenden (blau) und im leitenden Zustand (orange) für eine Streifenbreite von $10 \mu\text{m}$ und einem Streifenabstand von $25 \mu\text{m}$.

Zu sehen ist, dass in einer Polarisierung parallel zu den metallischen Gittern scharfe Transmissionsmaxima in der isolierenden Phase auftauchen, die durch das Schalten in die leitende Phase stark unterdrückt werden und zusätzlich auch eine leichte Blauverschiebung aufweisen. Wie zuvor schon am Beispiel eines einseitig strukturierten Siliziumplättchens gezeigt, ändert sich die Güte der Resonanzen kaum, wenn nur eine Seite des Resonators stärker reflektierend wird, wie es hier durch den Phasenübergang des VO₂ passiert. Dem gegenüber führt aber die höhere Reflektivität der Seite mit dem VO₂-Dünnsfilm dazu, dass

die Maxima stark unterdrückt werden und auch leicht zu höheren Frequenzen schieben. Im Vergleich mit der senkrechten Polarisation handelt es sich bei der parallelen Polarisationsrichtung außerdem um den Fall mit der höheren Finesse. In dieser Situation sind die Transmissionsmaxima deutlich schärfer.

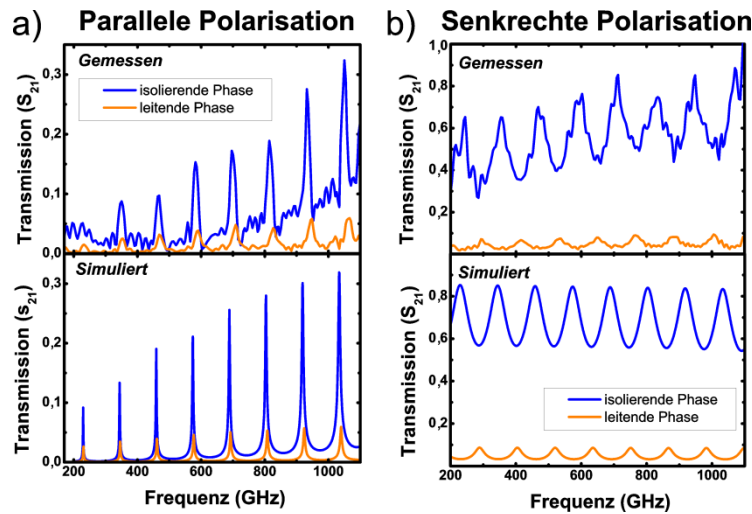


ABBILDUNG 20. GEMESSENE (OBEN) UND SIMULIERTE (UNTEN) THz-TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN DES BAUELEMENTS MIT EINER STREIFENBREITE VON $10\ \mu\text{m}$ UND EINEM STREIFENABSTAND VON $25\ \mu\text{m}$ FÜR DIE BEIDEN POLARISATIONEN PARALLEL (A) UND SENKRECHT (B) ZUM GITTER.

Für eine senkrechte Polarisation (kleinere Finesse) ergibt sich ein analoges Verhalten – allerdings mit deutlich breiteren Transmissionsbändern, da in diesem Fall die metallischen Gitter nur eine untergeordnete Rolle spielen und beinahe dem Verhalten ohne Strukturierung entsprechen.

In Abbildung 21 sind die farbkodierten, temperaturabhängigen Transmissionseigenschaften für das Bauelement in beiden möglichen Polarisationen dargestellt – in diesem Fall für eine Streifenbreite von $25\ \mu\text{m}$ und einem Abstand von $50\ \mu\text{m}$. Im Prinzip ähnelt das Verhalten dem zuvor besprochenen Schalter. Der Unterschied ist, dass die Güte des Resonators in paralleler Polarisation deutlich niedriger ist, wodurch die Transmission höhere Werte erreicht.

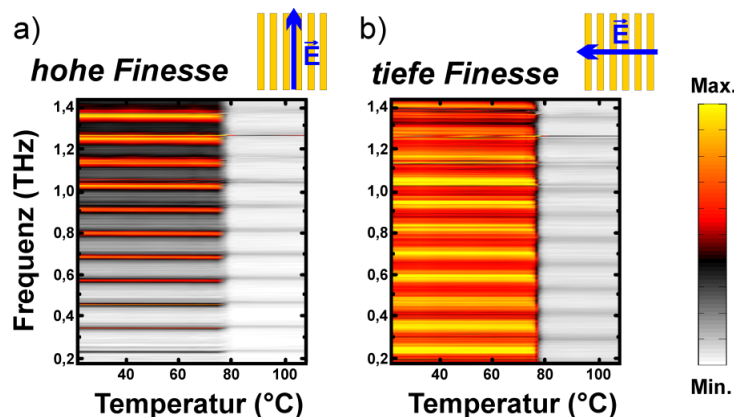


ABBILDUNG 21. FARBKODIERTES, GEMESSENES TRANSMISSIONSVERHALTEN (S_{21}) EINES FP-SCHALTERS MIT EINGEBRACHTER VO_2 -SCHICHT UNTER ÄNDERUNG DER TEMPERATUR FÜR PARALLEL POLARISIERTEN EINFALL (A) UND SENKRECHT POLARISIERTEN EINFALL (B). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [IV] ADAPTIERT.

Zusätzlich ist das Verhalten des Schalters unter einer Aufheizung zu erkennen. Deutlich zu sehen ist der Phasenübergang bei ca. 75°C, der über die volle spektrale Breite (0,2-1,4 THz) konstant bleibt.

In Abbildung 22 sind Eigenschaften für drei ausgesuchte Transmissionsmaxima ($f_0 = 227$ GHz, $f_0 = 570$ GHz und $f_0 = 1017$ GHz) aus Abbildung 21 aufgetragen. Gezeigt sind die Frequenzverschiebungen der Maxima beim Phasenübergang (a) und die Änderungen der Transmissionsmaxima (b). Die Verschiebung der Resonanzen ist mit ca. 2% bezogen auf die Resonanzfrequenz eher zu vernachlässigen. Die effektive Transmissionsänderung ist von der Frequenz abhängig, weil das Metallgitter erneut eine höhere Güte für tiefere Frequenzen aufweist. Zusätzlich zu diesen offensichtlichen Merkmalen ist zu erkennen, dass der Übergang in einem sehr schmalen Bereich (kleiner als 10°C) stattfindet. Aus diesem Sachverhalt ergibt sich die Möglichkeit, das Bauelement durch ein Aufheizen nah vor den Phasenübergang zu bringen, um die Schwelle für einen schnelleren, zweiten optischen oder elektrischen Schalt-Stimulus herabzusetzen [96].

Die Untersuchungen zu einem derartigen Herabsetzen des Schaltstimulus konnten allerdings aus Zeitgründen innerhalb dieser Arbeit nicht mehr geschehen, bleiben aber durch das Nutzen von ähnlichen Filterkonzepten eine interessante Forschungsaufgabe, da hierdurch effektive THz-Modulatoren möglich werden könnten, die mit relativ moderaten Schalt-Reizen arbeiten.

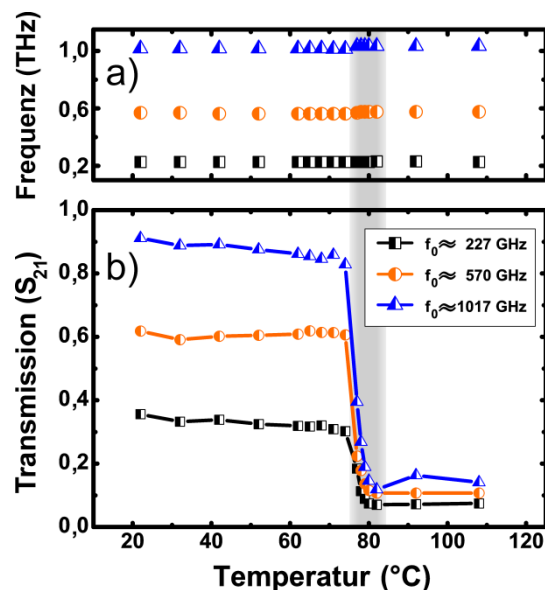


ABBILDUNG 22. TEMPERATURABHÄNGIGE ÄNDERUNG DER AUSGESUCHTEN TRANSMISSIONSFENSTER (A) UND MODULATIONSTIEFE DER GLEICHEN TRANSMISSIONSFENSTER (B). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [IV] ADAPTIERT.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend wurde in der Publikation, die in diesem Kapitel behandelt wurde, ein THz-Amplitudenschalter demonstriert und studiert, der durch das Zusammenspiel eines FP-Resonators und dem Phasenübergang eines VO₂-Dünnsfilms innerhalb des Resonators scharfe Transmissionsbänder modulieren kann. Die maximale Finesse des demonstrierten Bauelements betrug ca. 6, kann aber durch die Optimierung von den Metallgittern an eine jeweilige Anwendung angepasst werden. Da die Phasenänderung in einem Temperatur-

bereich von weniger als 10°C geschah, ermöglicht das Vorheizen des Bauelements in Zukunft womöglich das Herabsetzen der Leistung eines zweiten Schalt-Reizes, um eine effiziente THz-Modulation zu erreichen.

4.5 ERZEUGUNG VON MEHREREN SCHARFEN EIGENMODEN IN EINEM TERAHERTZ METAMOLEKÜL

- [V] N. Born, I. Al-Naib, C. Jansen, T. Ozaki, R. Morandotti, and M. Koch, *“Excitation of multiple trapped-eigenmodes in terahertz metamolecule lattices,” Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 101107, 2014.

Nachdem bisher scharfe Bandpass Filter diskutiert wurden, die auf der Nutzung eines Fabry Péroť Resonators beruhen, folgt nun ein alternativer Ansatz, um möglichst scharfe Resonanzen zu erzeugen. In diesem Fall handelt es sich um eine zweidimensionale Filterebene, die aus sehr dünnen metallischen Resonatoren besteht und so eine frequenz-selektive Oberfläche bildet. Verglichen mit der Resonanzwellenlänge haben die Einheitszellen nur relativ kleine Ausmaße und es kann deshalb von sogenannten Metamaterial-Oberflächen gesprochen werden, deren Resonanzeigenschaften vornehmlich durch die Geometrie der Resonatoren innerhalb eines ausgedehnten Gitters entstehen. Kapitel 3.2 gibt eine kurze Einleitung in die Grundlagen dieser Strukturen. Gute Einführungen bieten Bücher wie [2], [97] oder [98].

Der Beitrag des Erstautors zu der oben genannten Veröffentlichung bestand in der Herstellung, der Charakterisierung und der Simulation des Bauelements. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Das folgende Kapitel gliedert sich in eine kurze Einführung, die gleichzeitig auch eine Herleitung für das hier untersuchte, neue Design sein soll. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Veröffentlichung kurz zusammengefasst und anhand zusätzlicher Daten und Parameterstudien diskutiert.

FANO-ARTIGE RESONANZEN

Im Folgenden wird ein Konzept studiert und erweitert, das von [30] experimentell im Gigahertz-Bereich demonstriert und von [99] theoretisch vorgeschlagen wurde. Hierbei handelt es sich um eine Klasse von Metamaterial-Resonatoren, die Doppel-Schlitz-Ring-Resonatoren (DSRR) genannt werden. Wird aus solchen Einheitszellen ein periodisches Gitter aufgebaut, so ist im Transmissionsspektrum zunächst nur eine breite Resonanz zu sehen (siehe: Abbildung 23 (a)), die im Folgenden auch als Dipolmode bezeichnet wird und in allen weiteren Beispielen erhalten bleibt. Die Stromverteilung dieser Mode ist symmetrisch. Auf beiden Armen eines Resonators werden durch das eingestrahlte elektromagnetische THz-Feld Ströme angeregt, die in Phase zueinander verlaufen. Eine Schemazeichnung oberhalb der Resonanz (Abbildung 23) soll diesen Sachverhalt durch gleichsinnige Pfeile widerspiegeln.

Durch das Einbringen einer kleinen Asymmetrie in den Resonator wird es jedoch möglich, eine neue, zusätzliche und deutlich schärfere Mode anzuregen, die sich im Prinzip ganz ähnlich zu den LC-Resonanzen, die in Kapitel 3.2 und Kapitel 4.1 bereits angesprochen wurden, verhält (Abbildung 23 (b)). Sie liegt relativ nah unterhalb der breiten Dipolmode und weist im Vergleich zu dieser einen asymmetrischen Verlauf auf, der sich von dem einer Lorentz-Funktion unterscheidet [32]. Aufgrund dieses Verlaufs, der durch die destruktive und die konstruktive Interferenz mit dem abgestrahlten Feld der Dipolmode auftritt, wird dieser Resonanztyp in der Literatur auch häufig also Fano-artig bezeichnet [32]. Diese Bezeichnung lehnt an einen Resonanzverlauf an, den Ugo Fano [33] zuerst beschrieben hat.

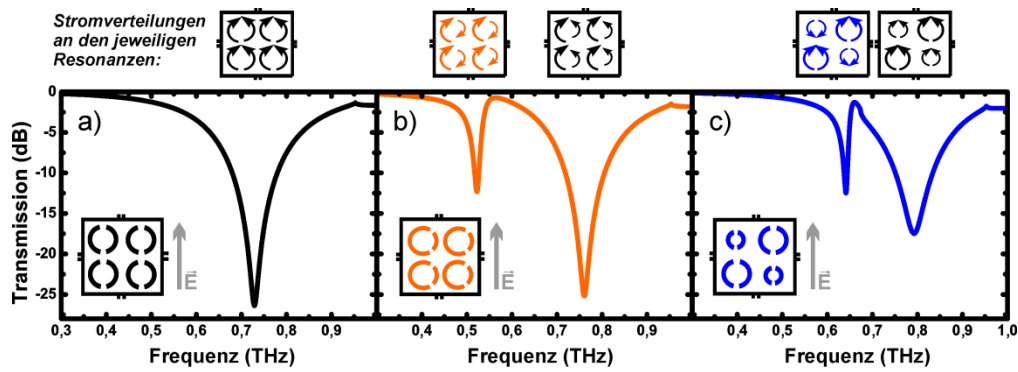


ABBILDUNG 23. SIMULIERTE TRANSMISSIONSSPEKTREN VERSCHIEDENER RESONATORANORDNUNGEN. (A) ZEIGT DIE TRANSMISSION DURCH EINEN FILTER AUS SYMMETRISCHEN DSRR MIT EINEM AUßENRADIUS VON $R = 55 \mu\text{m}$, EINER RINGBREITE VON $w = 10 \mu\text{m}$ UND EINEM ÖFFNUNGSWINKEL VON $\varphi = 12^\circ$ IN EINEM SYMMETRISCHEN GITTER, (B) ZEIGT DIE TRANSMISSION FÜR ASYMMETRISCHE DSRR MIT EINEM ASYMMETRIEWINKEL VON $\alpha = 11^\circ$ IN EINEM SYMMETRISCHEN GITTER, (C) ZEIGT DIE TRANSMISSION FÜR SYMMETRISCHE DSRR IN EINEM ASYMMETRISCHEN GITTER, IN DEM DIE RESONATOREN AUF DER ANTI-DIAGONALEN UM EINEN FAKTOR VON CA. 0.84 HERUNTERSkaliert WURDEN. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [V] ADAPTIERT.

Von besonderem Interesse sind derartige Moden deshalb, weil sie eine deutlich schärfere Resonanzcharakteristik mit einer sehr steilen Flanke aufweisen. Die höhere Güte der Resonanz kommt deshalb zustande, weil es sich bei der neuen Mode um eine asymmetrische Stromverteilung handelt, bei der die Ströme auf einer Seite des Resonators um beinahe 180° zu den Strömen auf der anderen Seite des Resonators phasenverschoben sind (siehe hierzu die Schemazeichnung oberhalb der asymmetrischen Resonanz in Abbildung 23 (b)). Hierdurch wird die Strahlung minimiert, die von der metallischen Struktur wieder ausgesandt wird. Dies geschieht, weil sich die elektrischen Momente von einer Seite des Resonators beinahe mit den elektrischen Momenten der anderen Seite aufheben. Es wird also ein Verlustmechanismus minimiert, der im Falle der Dipolmode (alle Ströme zeigen in die gleiche Richtung) zu hohen Abstrahlverlusten führt [100].

Neben den besonderen spektralen Eigenschaften, die solche Oberflächen für Filteranwendungen interessant machen, sind derartige Strukturen ferner sehr geeignet, um das in Kapitel 3.2 oder in den Referenzen [46], [97], [101] beschriebene Konzept zur Charakterisierung von Dünnschichten zu nutzen. Verglichen zu den LC-Resonatoren bietet die hier beschriebene Klasse von Resonatoren deutlich schärfere Resonanzen, mit denen eine höhere Sensitivität erreicht werden kann [47].

Nun handelt es sich bei dem von [30] demonstrierten Ansatz aber nicht um die einzige Möglichkeit, um derartige Resonanzcharakteristika zu erzeugen. Auch durch das Einbringen einer Asymmetrie in das Gitter lassen sich ähnliche Transmissionseigenschaften erzeugen [102–104]. So zeigt Abbildung 23 (c) die simulierte Transmission durch ein Gitter, das aus symmetrischen DSRR aufgebaut ist, die sich aber jeweils in der Größe auf der Diagonalen und der Anti-Diagonalen unterscheiden. Der Verlauf des dargestellten Spektrums ist aber dennoch sehr ähnlich zum Verlauf des Spektrums der asymmetrischen DSRR in Abbildung 23 (b). In beiden gibt es eine scharfe asymmetrische Resonanz unterhalb einer Lorentzförmigen, relativ breiten Resonanz bei höheren Frequenzen.

Der Vergleich beider Spektren wirft die Frage auf, ob es möglich ist, beide Asymmetrien auf einmal in ein Gitter einzubringen, um gleichzeitig multiple, scharfe Resonanzen zu erzeugen. Dies würde einerseits Filter zulassen, die gleichzeitig für mehrere Bänder agieren.

Auf der anderen Seite würden solche Filter Dünnschichtsensoren erlauben, die Materialparameter bei verschiedenen Frequenzen abfragen können. Das genaue Einstellen von den Abfrageresonanzen auf eine zu untersuchende Substanz würde dabei die Sensitivität erhöhen oder es zulassen, auf verschiedenen Substanzeigenschaften zu testen.

MULTIPLE SCHARFE RESONANZEN IN EINEM METAMOLEKÜL

Für die Veröffentlichung dieses Kapitels ([V]) wurden verschiedene Proben hergestellt, um eine Metamaterialoberfläche zu demonstrieren, die multiple, scharfe Resonanzen aufweist und im Folgenden als Metamolekül bezeichnet wird. Abbildung 24 zeigt ein Foto der in der Veröffentlichung vorgeschlagenen Anordnung (a) zusammen mit einer schematischen Darstellung (b). Sie besteht aus zwei unterschiedlichen asymmetrischen DSRR, die sich nun jeweils in ihrer Skalierung auf der Diagonalen und der Anti-Diagonalen unterscheiden. Dabei sind die Resonatoren auf der Anti-Diagonalen um ca. einen Faktor von 0,84 herunterskaliert. Öffnungswinkel und Asymmetriewinkel bleiben hierbei identisch für die beiden Resonatortypen. Eine mögliche primitive Einheitszelle des hier dargestellten Gitters ist in Abbildung 24 (a) durch ein weißes auf der Spitze stehendes Quadrat dargestellt.

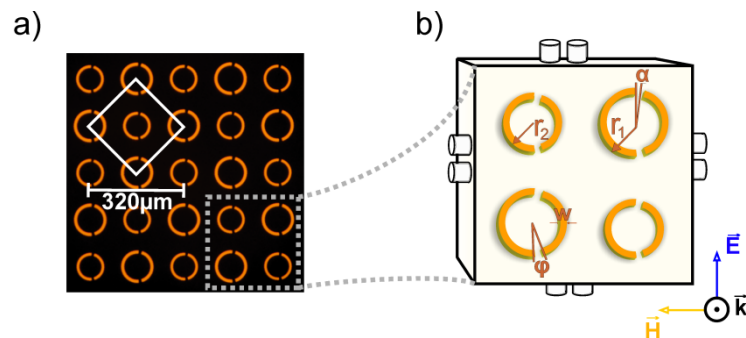


ABBILDUNG 24. FOTO DES PROZESSIERTEN FILTERS IN FALSCHFARBEN (A) MIT EINER SCHEMAZEICHNUNG MIT DEN RELEVANTEN PARAMETERN (B). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [VI] ADAPTIERT.

Das Transmissionsspektrum (Abbildung 25) dieser Probe zeigt, dass es auf diesem Weg tatsächlich möglich ist, verschiedene, verhältnismäßig scharfe Resonanzen gleichzeitig auf die vorgeschlagene Weise zu erzeugen. Zu sehen sind in Abbildung 25 (a) vier verschiedene Resonanzen, die mit f_1 bis f_4 durchnummeriert sind. f_1 bis f_3 sind deutlich schärfer als f_4 und zeigen einen asymmetrischen Verlauf, während Resonanz f_4 relativ breit ist und eher symmetrisch erscheint. In Abbildung 25 (b) ist die Phasenänderung durch die Probe mit sehr scharfen Sprüngen bei den jeweiligen Resonanzen dargestellt. Abbildung 25 (c) zeigt die schematische Stromverteilung der verschiedenen Moden, über die sich analog zum vorangegangenen Beispiel die erhöhte Schärfe der ersten drei Resonanzen erklären lässt. In allen drei Fällen treten Stromverteilungen auf, bei denen sich Teile der elektrischen Momente mit anderen aufheben. Zum Beispiel verhält sich die Stromverteilung in f_3 für einen einzelnen Resonator fast genauso wie im Fall einer Dipolmode. Der Vergleich mit der Stromverteilung auf dem nächsten Nachbarn zeigt allerdings, dass hier die Ströme um beinahe 180° phasenverschoben sind. Dadurch können sich die Momente der nebeneinander liegenden Resonatoren erneut aufheben und es kommt zu einer Minimierung der Abstrahlverluste.

Bei f_1 und f_2 handelt es sich im Prinzip wieder um asymmetrische Moden innerhalb eines Resonators. Der Unterschied zwischen beiden Moden besteht darin, dass in einem Fall eine

gleichsinnige „Drehrichtung“ der Ströme vorliegt (f2), während im anderen Fall (f1) entgegengesetzte Rotationsrichtungen vorkommen. Man kann auch sagen, dass die benachbarten Resonatorströme im Fall von f2 beinahe in Phase verlaufen, während sie im Fall von f1 erneut um ca. 180° phasenverschoben liegen.

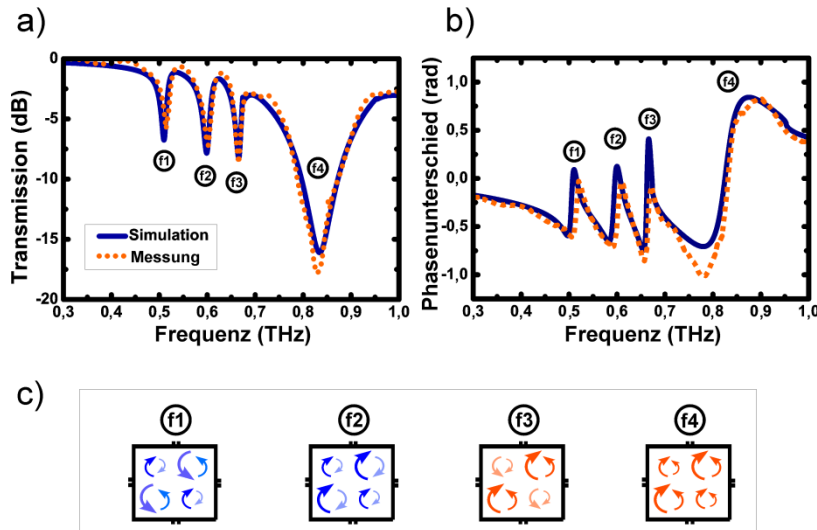


ABBILDUNG 25. SIMULIERTE UND GEMESSENE TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN DES METAMOLEKÜLS. (A) TRANSMISSION, (B) PHASENÄNDERUNG BEIM DURCHGANG DURCH DIE PROBE, (C) SCHEMATISCHE STROMVERTEILUNGEN. (A) WURDE AUS REFERENZ [V] ADAPTIERT.

PARAMETERSTUDIEN

Abbildung 26 widmet sich einer Parameterstudie, bei der der Skalierungsparameter (bisher 0,84) der Gitterasymmetrie sukzessiv verändert wird. Hierdurch werden die Resonatoren auf der Anti-Diagonalen kleiner im Vergleich zu ihren Nachbarn auf der Diagonalen. Die Abbildung geht allerdings etwas über die Diskussion in der Veröffentlichung [V] hinaus und zeigt gleichzeitig auch die schematischen Stromverteilungen bei den verschiedenen Resonanzen. Anhand der Kontur-Farbabbildung lässt sich gut nachvollziehen, in welcher Art und Weise sich die zusätzliche Gitterasymmetrie (Skalierungsparameter verschieden von eins) auf die Transmission auswirkt. Bei einem Skalierungsparameter von eins handelt es sich um ein normales Gitter aus asymmetrischen DSRR mit einer scharfen, Fano-artigen und einer breiten, Lorentz-artigen Resonanz. Durch das Einbringen der Gitterasymmetrie erscheinen zwei weitere Resonanzen. Darüber hinaus führt die Änderung des Skalierungsparameters dazu, dass zwei der Resonanzen (f2 und f4) einer Blauverschiebung unterliegen, während die beiden anderen Resonanzen (f1 und f3) ruhen und sich kaum verändern. Dieses Verhalten kann durch die effektive Längenänderung erklärt werden, die die Resonatoren auf der Anti-Diagonalen erfahren, wenn der Skalierungsparameter verändert wird. Insgesamt gibt es im Gitter vier verschiedene Resonator-Teilstücke. Auf der Diagonalen haben die Resonatoren ein längeres und ein kürzeres Stück vom Kreisbogen und auf der Anti-Diagonalen gilt das gleiche – skaliert um den Skalierparameter. Die Simulationen zeigen nun, dass es jeweils bei einer der Resonanzen einen bevorzugten Teilresonator gibt, auf dem der Strom am größten ist. Im Fall der Resonanz f1, bei den tiefsten Frequenzen, trifft dies auf den größten Teilresonator im Gitter zu. Es handelt sich also um den langen Arm im unskalierten Resonator. Für die Resonanz f2 (zweittiefste Resonanzfrequenz) finden sich die höchsten Ströme auf dem zweitlängsten Resonator-Arm.

Dieser ist bei der hier gegebenen Anordnung der lange Arm auf dem skalierten Resonator (Anti-Diagonale). Danach folgt der kurze Arm im unskalierten Resonator mit Resonanz f3 und schließlich der kurze Arm im skalierten DSRR bei f4 – also der höchsten Frequenz.

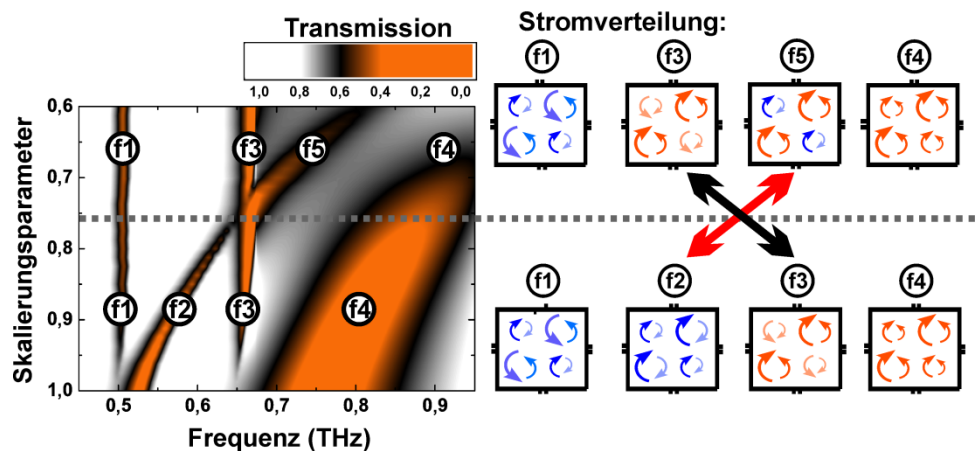


ABBILDUNG 26. TRANSMISSIONSVERHALTEN DES METAMOLEKÜLS UNTER ÄNDERUNG DER GITTERASYMMETRIE IN EINER KONTUR-FARBABBILDUNG (LINKS) MIT DEN DAZUGEHÖRIGEN SCHEMATISCHEN STROMVERTEILUNGEN. TEILE DER ABBILDUNG WURDEN AUS REFERENZ [V] ADAPTIERT.

Nun ist es natürlich möglich, dass sich die Längenverteilung durch die Änderung des Skalierungsparameters verändert. Diese Situation wird durch die grau gestrichelte Linie in Abbildung 26 angedeutet. Bei einer Skalierung der Anti-Diagonalen um einen Faktor von ca. 0,76 wird der lange Arm des skalierten Resonators so kurz wie der kurze Arm des unskalierten Resonators. Hier kreuzen sich die beiden Resonanzen f2 und f3. Zu beobachten ist außerdem, dass f2 auf dem Weg zu diesem Kreuzungspunkt immer schärfer wird, während f1 und f3 nach dem Wert von 0,9 eher eine stabile Bandbreite aufweisen. Unterhalb des Kreuzungspunktes verhalten sich die Stromverteilungen wie bereits in Abbildung 25 (c) dargestellt, wobei während der Parameterverschiebung auch immer größere Phasenunterschiede zwischen den einzelnen Strömen innerhalb einer Mode auftreten können. An dem Kreuzungspunkt wird dieser Phasenunterschied schließlich so groß, dass sich eine neue, andere Mode (f5) anstelle von f2 ausbildet. Diese Mode besteht nun aus einer hybriden Stromverteilung mit teils im Kreis laufenden Strömen (Anti-Diagonale) und teils gleichsinnigen Strömen (Diagonale). In dieser Mode (f5) können sich die elektrischen Momente der einzelnen Teilresonatoren nur noch bedingt aufheben. Dadurch ist diese Resonanz auch deutlich breiter als f1 und f3 – aber immer noch schärfer als f4.

EINFLUSS DER PRIMITIVEN EINHEITSZELLE

Um die Entstehung der einzelnen Resonanzen genauer zu beleuchten, wurden auch Proben hergestellt, die nur aus Resonatoren bestehen, die auf einer der beiden Diagonalen liegen. Abbildung 27 zeigt diese Messungen im Vergleich zu den Daten aus Abbildung 25 (a). Die schwarze Linie entspricht dem Transmissionsverhalten des Metamoleküls mit multiplen, scharfen Resonanzen. Die blau gestrichelte Linie und die orange gepunktete Linie haben jeweils nur zwei Resonanzen im dargestellten Spektrum. Sie gehören zu einem Gitter, das sich nur aus Resonatoren auf der Diagonalen (blau) oder der Anti-Diagonalen (orange) zusammensetzt. Auffällig ist, dass sich jeweils eine Resonanz aus den „diagonalen“ Gittern recht gut mit jeweils einer Resonanz aus dem Metamolekül deckt. Es handelt sich dabei um

die beiden asymmetrischen Moden bei den tiefen Frequenzen. Wie bereits besprochen, entstehen sie durch die Asymmetrie innerhalb des Resonators. Durch die Änderung der primitiven Einheitszelle scheinen diese Resonanzen hier kaum beeinflusst zu werden.

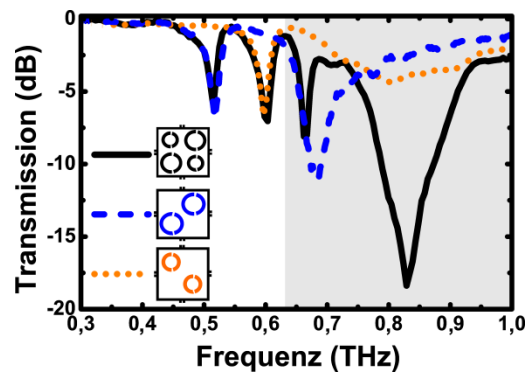


ABBILDUNG 27. GEMESSENE TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN VON METAMATERIAL-GITTERN, DIE NUR AUS EINER DER JEWELIGEN DIAGONALEN BESTEHEN, IM VERGLEICH MIT DEM METAMOLEKÜL (SCHWARZ).

Im Gegensatz dazu ist eine deutlich größere Änderung für die beiden Resonanzen bei höheren Frequenzen zu beobachten (grauer Abschnitt des Graphen). Die Resonanzen in den „diagonalen“ Gittern unterscheiden sich stark von den Resonanzen im Metamolekül. Die Resonanzfrequenzen bleiben zwar noch grob an ihrer Position – die Halbwertsbreiten dieser Resonanzen ändern sich jedoch deutlich. Eine Deutung dieses Verhaltens kann durch die effektive Änderung des Abstands zum nächsten Nachbarn stattfinden. Die Resonanzfrequenzen der ersten beiden Moden sind relativ niedrig. Sie werden deshalb durch eine Änderung in dem Gitter noch nicht stark beeinflusst. Die Resonanzen bei höheren Frequenzen sind jedoch schon nahe an der Bedingung, an der sie nicht mehr die Eigenschaften einer frequenzselektiven Oberfläche, sondern eher die eines Beugungsgitters haben.

Um diesen auch später noch wichtigen Sachverhalt besser zu beleuchten, macht es Sinn, einen Schritt zurückzugehen und sich anzusehen, wie die Dipolmode in einem Gitter aus symmetrischen DSRR auf die Änderung der Gitterperiodizität reagiert. Abbildung 28 zeigt dazu das simulierte Transmissionsverhalten eines symmetrischen DSRRs unter Änderung der Gitterkonstante (p). Der Ringdurchmesser bleibt in dieser Betrachtung konstant. Für eine kleine Gitterkonstante³ ist zunächst eine tiefe und breite Dipolresonanz zu sehen. Durch die Vergrößerung des Abstandes von einem Resonator zum nächsten kommt es zu einer Rotverschiebung der Resonanz. Gleichzeitig nehmen die Resonanztiefe und später auch die Schärfe der Resonanz stark ab, bis schließlich kaum noch ein Einbruch zu erkennen ist (280 μm). Im Folgenden wird diese Charakteristik deshalb als „Kollabieren“ der Resonanz bezeichnet – auch wenn die Resonanz niemals vollends verschwindet.

Dieses Verhalten scheint typisch für die hier untersuchten Resonatoren zu sein. Es tritt immer dann auf, wenn sich die Wellenlänge der Resonanzfrequenz an die Gitterkonstante annähert. Dabei wird die Resonanzwellenlänge λ_0 auf einem Substrat mit dem Brechungsindex n aus:

$$\lambda_0 = \frac{c}{n \cdot f_0}$$

³ Eine Gitterkonstante von 160 μm entspricht hier der gleichen Dimension, wie sie auch für die vorangegangenen Beispiele gewählt wurde.

berechnet, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und f_0 die Resonanzfrequenz ist.

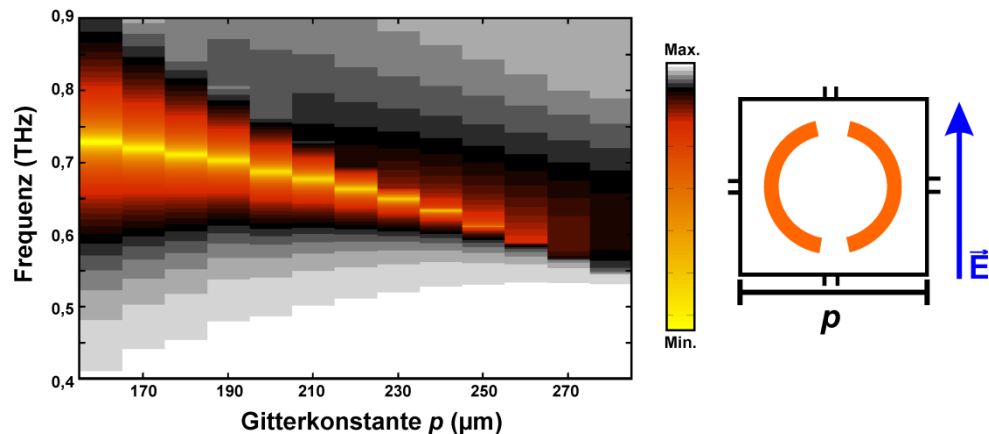


ABBILDUNG 28. TRANSMISSIONSVERHALTEN EINES SYMMETRISCHEN DSRR IN EINER KONTURFARBABBILDUNG UNTER ÄNDERUNG DER GITTERKONSTANTE.

Durch dieses Wissen erscheint es also sinnvoll, zwei Fälle von frequenzselektiven Oberflächen ganz generell zu unterscheiden. Im ersten Fall ist die Gitterkonstante kleiner als die Resonanzwellenlänge ($p < \lambda_0$) und man kann im weiteren Sinne auch von Metamaterialoberflächen sprechen. Im zweiten Fall ($p > \lambda_0$) handelt es sich eher um „dünne Medien“, bei denen die Resonatoren so weit entfernt voneinander liegen, dass ihre Wechselwirkung untereinander vernachlässigbar oder destruktiv ist. Ab diesem Bereich kann man auch von einem echten Beugungsgitter sprechen, in dem Interferenzeffekte, die allein durch die Gitterperiodizität verursacht werden, auftreten und eine winkelabhängige Beugung verursachen. Eine ähnliche Betrachtung anhand von artverwandten Resonatoren kann in den beiden Veröffentlichungen [105] und [70] gefunden werden.

Dieser Übergang – also von einer frequenzselektiven Oberfläche mit relativ dicht aneinander liegenden Metamaterial-Resonatoren hin zu einem Beugungsgitter – geschieht auch für die hohen Resonanzen, die in Abbildung 27 auftreten (grauer Bereich). Da der Abstand zum nächsten Nachbarn für beide Diagonal-Gitter gleich ist und sich nur die Resonanzfrequenzen unterscheiden, tritt das Kollabieren der Resonanz für die Mode bei der höheren Frequenz (also kleiner Wellenlänge) stärker auf als für die tiefere Resonanz. Das Metamolekül hat zwar die gleiche Gitterkonstante wie die beiden Diagonal-Gitter, trotzdem ist der Abstand zum nächsten Nachbarn kleiner. Interessanterweise scheint im Metamolekül die Wechselwirkung unter den Nachbarn dazu zu führen, dass für diesen Fall noch alle Resonanzen vor der Bedingung für den Kollaps liegen, wodurch auch die beiden Resonanzen über 600 GHz noch relativ scharf sind.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass jeweils zwei Resonanzen des Metamoleküls auf die Eigenfrequenzen in den beiden einzelnen Diagonal-Gittern zurückzuführen sind. Allerdings entstehen die Eigenschaften des Metamoleküls mit drei sehr scharfen Resonanzen und einer breiteren Dipolmode erst aus dem neuen, asymmetrischen Gitter, in dem die Gitterkonstante zwar gleich ist, der Abstand zum nächsten Nachbarn aber verringert wurde. So kann es zu einer stärkeren Wechselwirkung kommen, die zu den in Referenz [V] vorgestellten Eigenschaften führt.

VONEINANDER VERSCHIEDENE ASYMMETRIEWINKEL IN EINER SCHACHBRETTANORDNUNG

Das grundsätzliche Konzept solch eines Multi-Moden-Filters kann natürlich auch erweitert werden. Ein zweites Beispiel für derartige Filter bildet unter anderem ein Gitter, das, statt aus unterschiedlich skalierten Resonatoren auf den beiden Diagonalen, aus asymmetrischen DSRR besteht, die auf den beiden Diagonalen unterschiedlich starke Asymmetriewinkel aufweisen. Abbildung 29 (a) zeigt das Foto einer derartigen Anordnung mit den wichtigen Geometrieparametern.

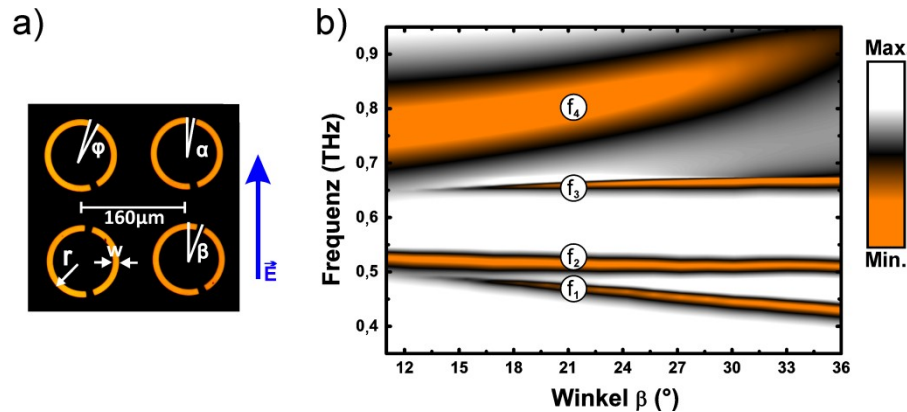


ABBILDUNG 29. METAMOLEKÜL AUS ASYMMETRISCHEN DSRR MIT UNTERSCHIEDLICHEN ASYMMETRIEWINKELN AUF DER DIAGONALEN UND DER ANTI-DIAGONALEN (A); SIMULIERTE TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN DES FILTERS UNTER ÄNDERUNG DES ASYMMETRIEWINKELS β (B). DIE ABBILDUNG WURDE AUS DEM KONFERENZBEITRAG [11] ADAPTIERT.

In Abbildung 29 (b) sind die simulierten Transmissionseigenschaften des Filters unter Änderung des Asymmetriewinkels β aufgetragen. Bei $\beta = 11^\circ$ gilt: $\alpha = \beta$ und die Filteroberfläche besteht aus der gleichen Sorte von Resonatoren. Hierbei handelt es sich wieder um den Filter, der bereits anhand von Abbildung 23 (b) besprochen wurde. Durch das Vergrößern von β entstehen zwei unterschiedliche Sorten von Resonatoren, die sich auf der Diagonalen und der Anti-Diagonalen unterscheiden. Die zunehmende Asymmetrie im Gitter bewirkt, dass zwei neue Resonanzen im Transmissionsspektrum erscheinen. In der farb-kodierten Darstellung von Abbildung 29 (b) sind die vier Resonanzen mit f_1 für die Resonanz bei der tiefsten Frequenz, bis f_4 für die Resonanz bei der höchsten Frequenz, gekennzeichnet.

Zu erkennen sind erneut drei relativ scharfe Resonanzen (f_1 - f_3) unterhalb einer sehr breiten Resonanz (f_4). Erstaunlicherweise zeigen die Simulationen zu den Stromverteilungen bei den jeweiligen Resonanzfrequenzen, dass in diesem neuen Gitter genau die gleichen Moden angeregt werden, wie es schon in dem Metamolekül zuvor der Fall war. Daher kann auch hier die gleiche Argumentation zur Resonanzschärfe wieder herangezogen werden wie zuvor.

Dennoch gibt es im Vergleich von Abbildung 29 (b) zu Abbildung 26 einen gravierenden Unterschied, der die Hypothese stützt, dass vornehmlich die einzelnen Teilresonatoren auf einer der jeweiligen Resonanzfrequenzen getrieben werden. In diesem Fall zeigt f_1 eine Rotverschiebung, während f_4 eine Blauverschiebung vollzieht. f_2 und f_3 bleiben in diesem Fall an ihrer Position. Dies kann wieder auf die effektiven Längenänderungen der Teilresonatoren zurückgeführt werden. Durch die Änderung der Asymmetrie auf einer der Diagonalen sind die Resonatorarme auf dem neu entstandenen Ring diejenigen mit der minimalen und der maximalen Länge. Sie weisen also jeweils die höchsten Ströme an der

höchsten (f_4) und der niedrigsten (f_1) Frequenz auf und verursachen durch ihre effektive Längenänderung auch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend sind sich beide Metamolekülkonzepte sehr ähnlich. Durch Parameteranpassungen erlauben sie jedoch auf unterschiedlich Weise die Feineinstellung von den Resonanzcharakteristika auf eine gewünschte Anforderung. Erste Simulationen lassen vermuten, dass es auch mit weiteren artverwandten Einheitszellen in einer Schachbrettmuster-Anordnung möglich ist, ein ähnliches Verhalten zu imitieren. So wurde z.B. nach dem hier diskutierten Artikel eine Publikation veröffentlicht, in der eine Anordnung, bestehend aus Ringen mit unterschiedlichen Durchmessern in einer Schachbrett-Anordnung, vorgestellt und untersucht wurde [104], die ihrerseits auch ein polarisationsunabhängiges Verhalten aufweisen.

Insgesamt konnte in der Veröffentlichung dieses Kapitels gezeigt werden, dass es möglich ist, Fano-artige Resonanzen auch durch ein Gitter mit leicht unterschiedlichen Resonatoren auf der Diagonalen und der Anti-Diagonalen zu erzeugen. Darüber hinaus wurde dieses Konzept erweitert und genutzt, um multiple scharfe Resonanzen innerhalb einer frequenzselektiven Oberfläche zu erzeugen. Dabei wurden relevante Geometrieparameter und ihr Einfluss auf die Transmissionseigenschaften und die Stromverteilungen studiert. Zukünftig könnten derartige Strukturen als Filter für verschiedene Bänder eingesetzt werden oder die Plattform für eine neue Generation von Dünnschicht-Sensoren bilden.

4.6 ULTRAHOHE EINFALLSWINKELSENSITIVITÄT VON THZ-METAMATERIALIEN

[VI] N. Born, I. Al-Naib, C. Jansen, R. Singh, J. V. Moloney, M. Scheller, and M. Koch, "*Terahertz Metamaterials with Ultrahigh Angular Sensitivity*," *Adv. Opt. Mater.*, Bd. 3, Nr. 5, S. 642, 2015.

Das folgende Kapitel widmet sich den winkelabhängigen Eigenschaften von Gittern aus verschiedenen Metamaterial-Resonatoren und gibt so eine Einführung in das winkelabhängige Verhalten der Metamoleküle, die im vorangegangenen Kapitel vorgestellt wurden.

Der Beitrag des Erstautors zu der oben genannten Veröffentlichung bestand in der Herstellung, der Charakterisierung und der Simulation der Filtereigenschaften. Außerdem hat der Erstautor den Artikel maßgeblich verfasst.

Zunächst wird in diesem Abschnitt eine kurze Motivation gegeben, worauf eine Diskussion anhand verschiedener Resonator-Geometrien folgt. Im Anschluss werden die Ergebnisse aus der oben genannten Veröffentlichung kurz dargestellt, zusammengefasst und anhand von Sensitivität und zusätzlichen Ergebnissen diskutiert.

MOTIVATION

Viele Anwendungen, die für die hier besprochenen Filter in Frage kommen, setzen keinen normalen Einfall der Strahlung voraus. In der Fachliteratur werden deshalb derzeit insbesondere winkelunabhängige Strukturen diskutiert [106], [107]. Die Eigenschaft einer möglichst unempfindlichen Resonanz auf den Einfallswinkel soll dabei im allgemeinen Stabilität und Vielseitigkeit der vorgeschlagenen Strukturen hervorheben. Dabei wurde bisher außer Acht gelassen, dass gerade eine hohe Sensitivität für die Einfallsrichtung genutzt werden kann, um die Detektion aus einer gerichteten Quelle besser zu vermessen. Eine hohe Sensitivität kann unter anderem dazu eingesetzt werden, ungewollte Strahlungsquellen aus anderen Richtungen zu unterdrücken oder gestreute Strahlung herauszufiltern. Deshalb werden in diesem Abschnitt verschiedene Metamaterial-Resonatoren auf ihr winkelabhängiges Verhalten untersucht. Abbildung 30 zeigt dafür exemplarisch eine FSO aus DSRR, in die eine ebene Welle unter dem Winkel θ eingestrahlt wird.

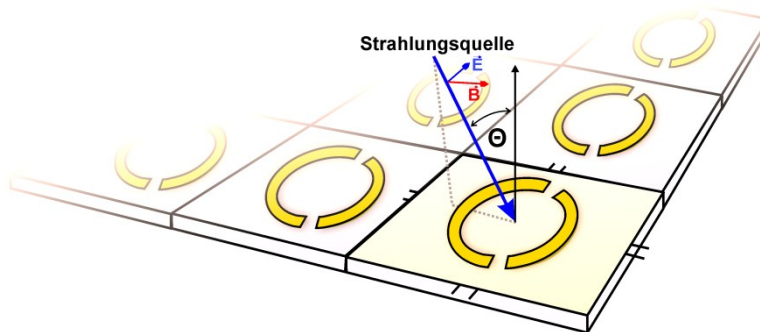


ABBILDUNG 30. SCHEMAZEICHNUNG EINER FSO AUS ASYMMETRISCHEN DSRR MIT EINEM SCHIEFEN EINFALLSWINKEL θ . DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [VI] ADAPTIERT.

Für symmetrische DSRR wurde in Kapitel 4.5 bereits eine Parameterstudie zur Gitterkonstante p diskutiert. Dabei wurde festgehalten, dass die Dipolresonanz für die beiden Fälle ($p > \lambda_0$) und ($p < \lambda_0$) unterschiedliche Eigenschaften aufweist. In Abbildung 31 (a) ist nun in der gleichen Weise eine Parameterstudie über die Gitterkonstante aufgetragen – in diesem Beispiel handelt es sich allerdings um einen asymmetrischen DSRR und die Fano-artige Resonanz bei tieferliegenden Frequenzen. Substrat und Geometrieparameter, die vom Asymmetriewinkel unabhängig sind, wurden dabei nicht verändert und sind vergleichbar mit den Strukturen, die im vorangegangenen Kapitel besprochen wurden.

Zu sehen ist erneut eine Resonanz, die durch die Vergrößerung der Gitterkonstante eine Rotverschiebung aufzeigt und zunächst immer schärfer wird. Diese „Verschärfung“ geschieht bis zu einem Optimum bei: $p = c/nf_0$, wobei f_0 die Resonanzfrequenz ist. Ähnliche Untersuchungen wurden am Beispiel von einfachen Spalten-Ring-Resonatoren bereits von Bitzer et al. [105] vorgestellt und auf das Phänomen eines Optimums haben Singh et al. [70] aufmerksam gemacht. In die farbkodierten Daten von Abbildung 31 (a) wurde zusätzlich eine rote Linie eingezeichnet, die nach der Gleichung: $f = c/np$ gegeben ist. Für $p = c/nf_0$ hat die Resonanz also den höchsten Q-Faktor. Für $p > c/nf_0$ findet erneut ein kollapsartiges Zusammenbrechen der Resonanz statt und es ist nur eine sehr breite und schwach ausgeprägte Resonanz zu erkennen.

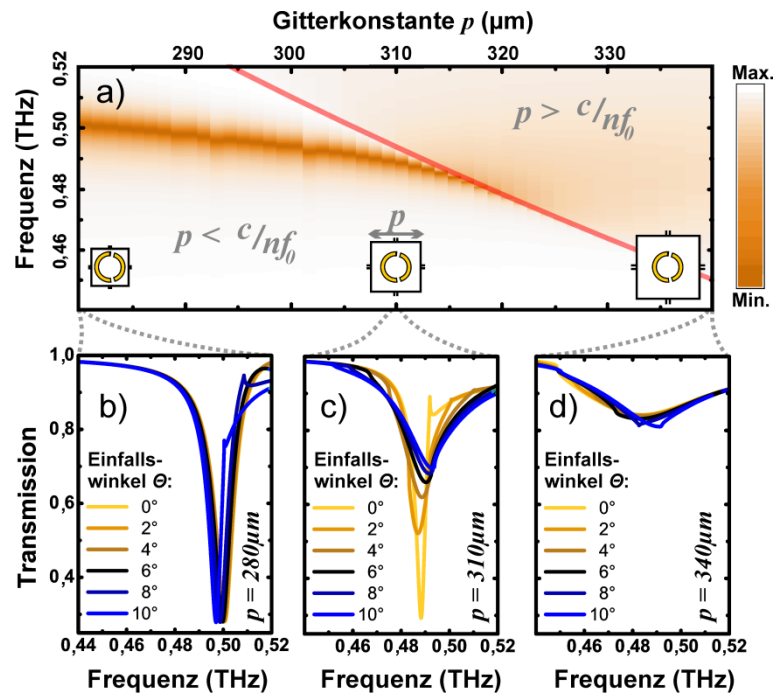


ABBILDUNG 31. SIMULIERTES TRANSMISSIONSVERHALTEN FÜR DIE FANO-ARTIGE RESONANZ EINES ASYMMETRISCHEN DSRRs UNTER ÄNDERUNG DER GITTERKONSTANTE (A) UND FÜR AUSGEWÄHLTE GITTERKONSTANTEN UNTER ÄNDERUNG DES EINFALLSWINKELS (B-C). DIE SIMULATIONEN BERÜCKSICHTIGEN KEINE ABSORPTIONSVERLUSTE IM SUBSTRAT. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [VI] ADAPTIERT.

WINKELABHÄNGIGE TRANSMISSIONSEIGENSCHAFTEN

Interessant ist nun die Fragestellung, inwieweit das winkelabhängige Verhalten der Filterstruktur durch die Gitterperiodizität beeinflusst wird. Dazu zeigen die Abbildung 31 (b) bis (d) das Transmissionsverhalten der Strukturen für Einfallswinkel zwischen 0° und 10° für verschiedene Gitterkonstanten. Für p deutlich kleiner als c/nf_0 (Abbildung 31 (b)) ist eine

relativ scharfe und ausgeprägte Resonanz zu erkennen, die sich unter Rotation kaum verändert. Für p deutlich größer als c/nf_0 ist eine sehr breite und weniger ausgeprägte Resonanz zu erkennen (Abbildung 31 (d)), die sich ihrerseits aber auch kaum verändert, wenn sich der Einfallswinkel ändert. Anders ist es für ein p , das sehr nah, aber noch knapp unter c/nf_0 liegt (Abbildung 31 (c)). An diesem Punkt kommt es plötzlich zu einer extrem hohen Sensitivität auf den Einfallswinkel und es ist ein schneller Kollaps der Resonanz zu beobachten, schon wenn der Filter um kleine Winkel gedreht wird. An dieser Stelle muss nun ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass es sich bei dem Kollaps unter Drehung nicht um den gleichen Effekt handeln kann, wie es für eine effektive Vergrößerung der Gitterkonstante zu erwarten wäre. Denn das Gegenteil ist der Fall: Durch die Rotation des Filters gegen den Einfallswinkel verändert sich die Gitterkonstante und wird effektiv kleiner. Dadurch sollte sich die Bedingung für den Kollaps von der Resonanzfrequenz entfernen. In der Veröffentlichung [VI] wird deshalb die Vermutung geäußert, dass die hohe Sensitivität der Resonanz an diesem Punkt durch eine erhöhte Empfindlichkeit auf einen Phasenversatz zwischen der Anregung benachbarter Einheitszellen verursacht wird. Durch das Drehen des Filters wird zwischen benachbarten Einheitszellen künstlich ein Phasenversatz der Anregung erzeugt. An der Bedingung $p = c/nf_0$ könnte dieser Versatz besonders kritische Auswirkungen haben, da das Gitter hier bereits an dem Übergang von einer konstruktiv wechselwirkenden hin zu einer kaum noch wechselwirkenden Mode ist.

Nun hat sich phänomenologisch gezeigt, dass die Sensitivität für den asymmetrischen DSRR relativ hoch ist. Um einen groben Vergleich durchzuführen, zeigt Abbildung 32 die Transmissionsantworten für vergleichbare Einheitszellen unter Drehung. In Abbildung 32 (a) wurde wieder ein symmetrischer DSRR mit der gleichen Konfiguration wie zuvor ausgewählt. Hier ist nun allerdings die Gitterkonstante auf $240\text{ }\mu\text{m}$ erhöht, sodass die Resonanz bei ca. 630 GHz liegt und $p \approx c/nf_0$ ist. In dieser Situation ist eine leicht erhöhte Sensitivität auf kleine Winkeländerungen zu erkennen. Sie ist stärker ausgeprägt als für andere p – allerdings weit weniger als im Beispiel aus Abbildung 31. Ein ganz ähnliches Verhalten findet sich für verschachtelte Ring Resonatoren (VRR), wie sie z.B. von Papasimakis et al. [108] vorgeschlagen und weiter diskutiert [109] wurden. Für den THz-Bereich adaptiert haben diese Strukturen Al-Naib et al. [35]. Sie werden in vielen Veröffentlichungen auch als inkohärente Resonatoren bezeichnet, die im Vergleich zu asymmetrischen DSRR nur wenig mit ihren nächsten Nachbarn wechselwirken [110]. In Abbildung 32 (b) ist das Verhalten eines solchen Resonators unter Änderung des Einfallswinkels aufgetragen. Der Außenradius des äußeren Ringes ist erneut $r_a = 55\text{ }\mu\text{m}$, wodurch sich die Resonanzfrequenz ($f_0 \approx 625\text{ GHz}$) im Vergleich zum symmetrischen DSRR kaum verändert. Auch die Breite des Rings w bleibt mit $10\text{ }\mu\text{m}$ unverändert für beide Ringe. Der Außenradius des inneren Ringes beträgt hier: $r_i = 43\text{ }\mu\text{m}$.

Die Schärfe der Resonanz hat im Vergleich zum symmetrischen DSRR zugenommen, weil in diesem Resonator nun wieder eine Stromverteilung angeregt werden kann, in der Ströme auf dem einen Ring des Resonators gegensinnig zu den Strömen auf dem anderen Teil des Resonators verlaufen [108]. So kommt es analog zum asymmetrischen DSRR zu einer Aufhebung von Momenten innerhalb des Resonators, die zu einer Verringerung der Strahlungsverluste und so zu einer Verschärfung der Resonanz führen kann. Wie die Abbildung zeigt, ist auch für diesen Resonatortypen nur eine leichte Erhöhung der Winkelsensitivität zu beobachten.

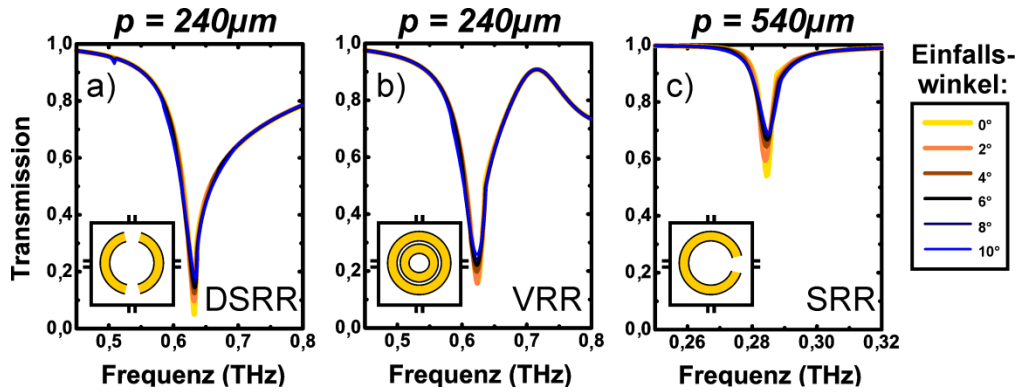


ABBILDUNG 32. SIMULIERTES TRANSMISSIONSVERHALTEN UNTER ÄNDERUNG DES EINFALLSWINKELS FÜR VERSCHIEDENE RESONATOREN. DIE RELEVANTEN GEOMETRIEPARAMETER WURDEN DABEI MÖGLICHT NICHT VERÄNDERT. (A) ZEIGT DIE ANTWORT EINES DSRR MIT EINEM AUßENRADIUS VON $R = 55 \mu\text{m}$, EINER RINGBREITE VON $w = 10 \mu\text{m}$ UND EINEM ÖFFNUNGSWINKEL VON $\varphi = 12^\circ$. (B) ZEIGT EINEN VERSCHACHTELTEN RING RESONATOR MIT EINEM AUßENRADIUS DES INNEREN RINGS VON $R_1 = 43 \mu\text{m}$ UND GLEICHEM w . (C) ENTSPRICHT DER ANTWORT EINES SPALTEN-RESONATORS MIT GLEICHEM w UND φ .

Für einen SRR mit äquivalenten Geometrieparametern liegt die LC-Resonanz deutlich tiefer ($f_0 \approx 280 \text{ GHz}$). Deshalb muss die Gitterkonstante deutlich größer sein, um $p \approx c/nf_0$ zu erfüllen (hier: $540 \mu\text{m}$). Wie in Abbildung 32 (c) zu erkennen ist, zeigt diese Konfiguration schon eine etwas höhere Sensitivität auf den Einfallswinkel als die beiden zuvor genannten Beispiele.

Alle vier Typen zusammen, legen die Vermutung nahe, dass nicht die Schärfe der Resonanz zu einer erhöhten Sensitivität führt, sondern die Art der Wechselwirkung zwischen den Strömen auf benachbarten Resonatoren. Das Beispiel von asymmetrischen DSRR stellt unter den hier besprochenen Resonatoren ein Optimum in Bezug auf die Wechselwirkung untereinander dar. Unter vergleichbaren Bedingungen liegt die asymmetrische Resonanz bei deutlich höheren Frequenzen ($f_0 \approx 490 \text{ GHz}$) als z.B. beim SRR. Dadurch liegen benachbarte Resonatoren bei der Bedingung $p \approx c/nf_0$ räumlich auch sehr viel näher, wodurch sie stärker aneinander koppeln können. Beide Klassen sind sich jedoch sehr ähnlich und reagieren sensitiv auf eine Änderung des Einfallswinkels. Demgegenüber stehen die Dipolresonanz und die erste Resonanz eines VRR. Bei ihnen ist nur noch ein kleiner Einfluss des Einfallswinkels zu erkennen.

EINFLUSS AUF EIN METAMOLEKÜL

Aus der zuvor geführten Diskussion ergibt sich nun die Fragestellung, in welcher Art und Weise sich die Bedingung $p \approx c/nf_0$ auf ein Metamolekül übertragen lässt, um die Winkelabhängigkeit noch weiter zu erhöhen oder zu beeinflussen. Hierzu ist in Abbildung 33 die farbkodierte Transmission des skalierten Metamoleküls (siehe: Abbildung 24) in Abhängigkeit vom Abstand zum nächsten Nachbarn aufgetragen. Für einen kleinen Abstand sind zunächst vier klar definierte Resonanzen zu erkennen, wie sie in Kapitel 4.5 besprochen wurden. Für größere Abstände erfahren die Resonanzen allerdings in unterschiedlicher Reihenfolge den zuvor beschriebenen Kollaps. Insbesondere gilt dies auch für die Resonanz f_3 , deren asymmetrische Stromverteilung erst durch das Gitter entsteht. Sie erfährt als erste der vier Resonanzen einen Kollaps. Um diese Tatsache zu untersuchen, ist zunächst zu klären, warum die x-Achse an diesem Graphen absichtlich mit „Abstand zum nächsten Nachbarn a “ und nicht mit „Gitterkonstante p “ beschriftet wurde. Für den einfachen Fall

von nur einer Sorte Resonatoren in der Einheitszelle der FSO ist die Gitterkonstante äquivalent zum Abstand von einem Resonator zum nächsten. Dies ändert sich aber in einem Metamolekül, wie es hier diskutiert wird. In einer schachbrettartigen Anordnung vergrößert sich die Größe der Primitiven Einheitszelle in der Weise, wie es in Abbildung 24 (a) bereits durch das weiße Quadrat angedeutet wurde. Nun sind Teile zweier Resonatoren in der Einheitszelle. Aus dem Abstand zum nächsten Nachbarn a berechnet sich die Länge der Einheitszelle zu: $p = \sqrt{2 \cdot a^2}$. Ein Abstand zum nächsten Nachbarn von $a = 160 \mu\text{m}$ entspricht deshalb einer Primitiven Einheitszelle mit der Größe: $p \approx 226 \mu\text{m}$.

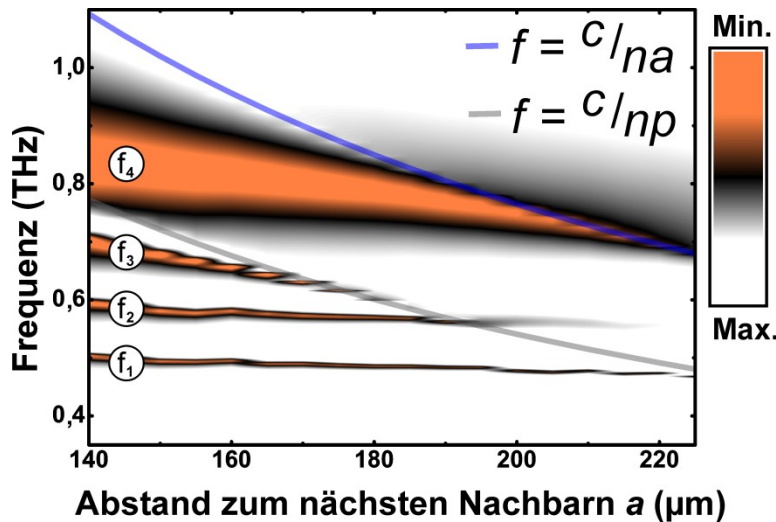


ABBILDUNG 33. FARBKODIERTES TRANSMISSIONSVERHALTEN DES METAMOLEKÜLS UNTER ÄNDERUNG DES ABSTANDS ZUM NÄCHSTEN NACHBARN. IN BLAU UND GRAU SIND ZWEI FUNKTIONEN ALS BEDINGUNGEN FÜR DEN KOLLAPS DER DIPOLRESONANZ UND DER DREI ASYMMETRISCHEN RESONANZEN AUFGETRAGEN.

In Abbildung 33 sind neben den Transmissionsdaten zwei zusätzliche Funktionen eingezeichnet. In grau ist die gleiche Bedingung für den Kollaps aufgetragen, wie sie bereits in Abbildung 31 (a) eingezeichnet wurde. Sie ist für die Resonanzen f_1 bis f_3 von entscheidender Bedeutung und hängt nach wie vor von der Größe der Primitiven Einheitszelle p ab. Wie bereits anhand von Abbildung 27 und Abbildung 28 besprochen, wird die Dipolresonanz im Metamolekül praktisch nicht von dieser Bedingung beeinflusst. In blau ist nun aber eine neue Bedingung eingezeichnet, die vom Abstand zum nächsten Nachbarn a abhängt. Interessanterweise zeigt die Abbildung, dass der kritische Gitterabstand für den Kollaps der Dipolresonanz erst bei größeren Gitterkonstanten auftritt und immer noch vorhanden ist, wenn Resonanz f_3 und f_2 schon einen Kollaps erfährt. Dieses Ergebnis ist durchaus überraschend, da die unterschiedlichen Bedingungen für verschiedene Resonanzen innerhalb einer FSO nicht intuitiv auf der Hand liegen.

In Abbildung 33 ist außerdem zu sehen, dass für $a = 160 \mu\text{m}$ nur Resonanz f_3 sehr nahe an der grauen Linie liegt. Alle anderen liegen deutlich weiter entfernt von $f = c/np$ oder $f = c/na$. Es stellt sich also die Frage, ob die Resonanz f_3 auch eine erhöhte Winkelabhängigkeit zeigt, wie es bei den asymmetrischen Moden im asymmetrischen DSR gefunden wurde. Für diesen Fall wäre zu erwarten, dass nur diese Resonanz sehr sensitiv auf den Einfallswinkel reagiert, während alle anderen Resonanzen ein „stabiles“ Verhalten unter Drehung der FSO zeigen. Mehr noch: Da der Abstand zum nächsten Nachbarn im Metamolekül besonders klein ist, sollte die Wechselwirkung zwischen den Resonatoren

sogar eine noch höhere Sensitivität ermöglichen als es für die asymmetrischen DSR der Fall war.

Um diese Vermutung zu verifizieren wurden Messungen durchgeführt, die in Abbildung 34 dargestellt sind. Gezeigt sind die Transmissionsspektren des Metamoleküls unter Drehung der Probe. Die Messungen bestätigen die Annahme sehr eindrucksvoll. Bereits durch die Rotation der Probe um sehr kleine Winkel reagiert nur eine der Resonanzen sehr sensitiv, während alle anderen praktisch unverändert bleiben. Dieses Verhalten wird in beiden möglichen Rotationsachsen (um den Zenitwinkel und um den Höhenwinkel) beobachtet. Außerdem kann es ausnahmslos auf das zweite, hier vorgestellte Metamolekül übertragen werden (siehe Konferenzbeitrag: [iii]). Während die beiden hier besprochenen Metamoleküle eine ausgezeichnete Polarisationsabhängigkeit aufweisen, sollte es auch möglich sein, das Konzept auf z.B. Ringresonatoren, wie sie von [104] vorgeschlagen wurden, zu übertragen, um ein vergleichbares Verhalten in polarisationsunabhängigen FSO zu erreichen.

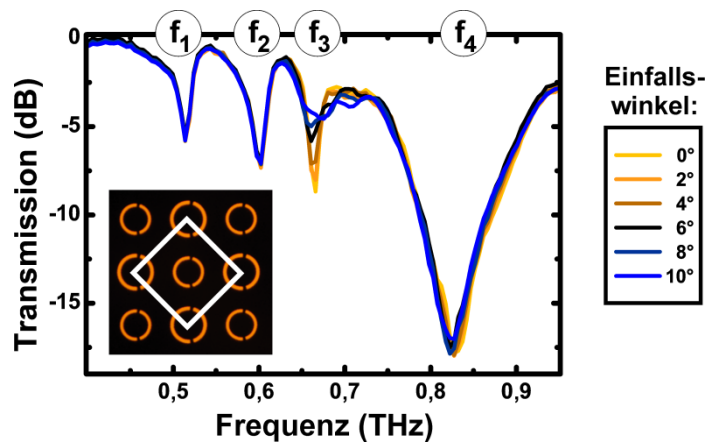


ABBILDUNG 34. GEMESSENE TRANSMISSIONSANTWORTEN DES METAMOLEKÜLS MIT SKALIERTEN RESONATOREN UNTER ÄNDERUNG DES EINFALLSWINKELS. DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [VI] ADAPTIERT.

SENSITIVITÄT

Die Sensitivität der ausgenutzten Resonanz lässt sich darüber hinaus fein einstellen und soll hier noch kurz diskutiert werden. Durch kleine Änderungen der Gitterkonstante kann der Bereich der höchsten Sensitivität über den Winkelbereich verschoben werden, wie es in Abbildung 35 anhand von drei beispielhaften Gitterkonstanten dargestellt ist ($a = 160 \mu\text{m} \triangleq p = 226 \mu\text{m}$). Gezeigt ist der Wert der Transmission an der Resonanzfrequenz unter Änderung des Einfallswinkels.

Die Abbildung zeigt anhand von Simulationen, dass es einen kleinen Bereich besonders hoher Sensitivität gibt. Hier ist die Steigung der Kurven besonders groß. Dieser Bereich einer hohen Steigung lässt sich mit der Gitterkonstante verschieben. Liegt die Gitterkonstante näher an der Bedingung für den Kollaps, so wird der effektive Hub (Unterschied in der Transmission) kleiner. Darüber hinaus schiebt der Bereich mit der höchsten Sensitivität zu kleineren oder größeren Rotationswinkeln, indem die Gitterkonstante leicht vergrößert oder verkleinert wird. Insgesamt scheint dieser Sachverhalt die These zu stützen, dass es sich bei der hohen Sensitivität um einen Effekt handelt, der mit der Wechselwirkung der nächsten Nachbarn zusammenhängt. Für größere p nimmt die

Sensitivität zu und rückt zu kleineren Änderungen des Einfallswinkels. Dabei nimmt aber auch der effektive Unterschied in der Transmissionsänderung ab.

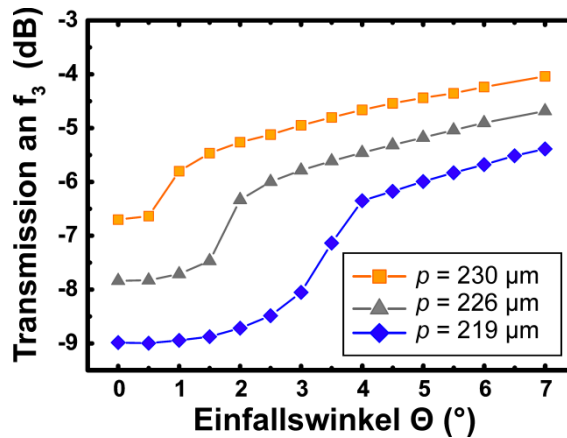


ABBILDUNG 35. TRANSMISSION AN DER RESONANZFREQUENZ f_3 UNTER ÄNDERUNG DES EINFALLSWINKELS FÜR DREI VERSCHIEDENE GITTERKONSTANTEN (SIMULIERT). DIE ABBILDUNG WURDE AUS REFERENZ [VI] ADAPTIERT.

ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend wurde in der Veröffentlichung, die in diesem Kapitel diskutiert wurde, ein Metamolekül mit multiplen, scharfen Resonanzen genutzt, um experimentell eine besonders hohe Sensitivität einer ausgewählten Resonanz auf den Einfallswinkel zu demonstrieren. Die grundlegenden Bedingungen dieser Sensitivität wurden anhand von Simulationen an einer einfacheren Filteroberfläche, bestehend aus asymmetrischen DSRR, hergeleitet und im Anschluss auf das Metamolekül übertragen. Weitere Studien sind jedoch nötig, um die Wechselwirkungen zwischen den Resonatoren und deren Einfluss auf die Winkelabhängigkeit weiter einzugrenzen.

Über die Publikation hinaus wurden in diesem Kapitel grundlegende Eigenschaften von FSO anhand relevanter und vergleichbarer Resonator-Geometrien diskutiert und im Zusammenhang mit dem winkelsensitiven Verhalten dargestellt.

Das vorgeschlagene Konzept sollte prinzipiell auch auf Anordnungen übertragbar sein, die polarisationsunabhängig sind (z.B. einfache Ringe in einer Schachbrettanordnung). Darüber hinaus zeigen erste Simulationen, dass analoge Anordnungen auch in einer invertierten Anordnung funktionieren und so als einfallswinkel-selektiver Bandpass-Filter nach dem Babinet-Prinzip eingesetzt werden könnten.

5 RESÜMEE

Die terahertz-Technologie entwickelt sich derzeit rasant und es werden immer neue Anwendungsgebiete erschlossen, die teils wissenschaftlich und teils industriell geprägt sind. Für einige dieser zukünftigen Anwendungen werden speziell angepasste Filter und Modulatoren eine immer wichtigere Rolle spielen, um gewünschte oder ungewünschte Strahlungsanteile zu unterdrücken, zu manipulieren oder ein Signal zu verbessern. Zu diesem Zweck können teilweise Konzepte aus den benachbarten Frequenzbereichen adaptiert werden. Demgegenüber sind aber durch moderne Technologien auch völlig neue Ansätze möglich. Infolgedessen wurde in dieser kumulativen Dissertation das Thema von Filtern und Modulatoren nur selektiv behandelt. Dabei erläuterte sie diejenigen Veröffentlichungen, die sich im Rahmen meiner beinahe vierjährigen Tätigkeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg und im Fachbereich Optik der University of Arizona unter dem Thema „Filter“ berücksichtigen ließen. Diese Veröffentlichungen wurden zusammengefasst und teilweise über ihren Inhalt hinaus diskutiert. So soll die vorliegende Dissertation zum physikalischen Verständnis neuer Filter- und Modulatorkonzepte beitragen und auch Potentiale für zukünftige Anwendungen aufzeigen.

Zunächst wurde dabei ein Herstellungsverfahren für freistehende zweidimensionale THz-Filteroberflächen besprochen und demonstriert, das auf der Laser-Ablation beruht. Dieses Verfahren erlaubt es, mit einer vergleichbaren Auflösung wie sie mit herkömmlicher Fotolithographie erreicht werden kann, metallische Folien zu schneiden. Darüber hinaus lässt das Verfahren aber auch die Bearbeitung von unterschiedlichsten Materialien und mehrschichtigen Materialsystemen zu, die sich mit Hilfe der Fotolithographie bzw. Ätz- oder Metallisierungsschritten nicht verwirklichen lassen. Damit ermöglicht es zukünftig nicht nur das Herstellen von einfachen Filteroberflächen, sondern auch das schnelle Prozessieren von neuen Prototypen und Bauelementen, da keine Fotomaske benötigt wird. Diese müssen nicht auf zwei Dimensionen beschränkt sein und können auch ganz neuen Anwendungen dienen, wie sie am Ende von Kapitel 4.1 bereits angedeutet wurden.

Im Anschluss (Kapitel 4.2) wurde das Konzept eines Fabry Pérots Resonators auf den terahertz-Bereich übertragen, um einen Transmissionsfilter mit besonders scharfen Transmissionsbändern zu verwirklichen. Genutzt wurden die besonders parallelen Kanten eines Halbleiterwafers und Metaoberflächen aus metallischen Strichgittern mit einer sehr hohen Reflektivität für eine ausgesuchte terahertz-Polarisation. So konnte ein Filterelement demonstriert werden, welches sich sehr leicht handhaben lässt und ausgezeichnete Filtereigenschaften aufweist. Für mögliche Anwendungen erlauben das Substrat und die Geometrie dabei zusätzlich, dass der Filter durch Temperaturänderungen oder ein Verkippen leicht verstellt werden könnte.

Hierauf folgte ein Zwischenkapitel mit einem Ausblick. Demonstriert wurde, wie ein Fabry Pérots Resonator zukünftig genutzt werden könnte, um sehr dünne Proben zu vermessen. Um diesen Ansatz weiter zu verfolgen ist aber ein Aufbau nötig, in dem Reflexe vom Trägersubstrat vermieden werden. Dies kann entweder durch Antireflexionsschichten verwirklicht werden oder es ließen sich freistehende Filter, wie sie in Kapitel 4.1 demonstriert wurden, nutzen. Eine ausgereifte Auswertung könnte dann erlauben, sehr dünne Proben oder Proben mit sehr niedrigem Brechungsindex im terahertz-Bereich zu charakterisieren, die bisher nur schwer vermessen werden können.

Das Konzept des Fabry Pérot Filters ließ sich aber auch auf Modulatoren erweitern. So zeigten die Kapitel 4.3 und 4.4 mögliche terahertz Modulatoren, mit denen schmale Transmissionsfenster ein- und ausgeschaltet werden können. In Kapitel 4.3 wurden dazu die Eigenschaften des Halbleiter-Trägersubstrates genutzt, indem optische Ladungsträger angeregt wurden, um eine möglichst effiziente Absorption im Resonator zu verwirklichen. Kapitel 4.4 bespricht einen Schalter mit einem Dünnsfilm innerhalb des Resonators, der durch unterschiedliche Stimuli seinen Phasenzustand von „isolierend“ in „leitend“ verändern kann. Demonstriert wurde dieser Schalter mit Hilfe einer Temperaturkontrolle. Zukünftig könnte sich dieser Reiz nutzen lassen, um die Schaltschwelle für einen zweiten, schnelleren Schaltreiz (z.B. optisch oder elektrisch) herabzusetzen. Insbesondere für Datenübertragungsanwendungen bleibt es eine wichtige Aufgabe, die Intensität für einen schnellen Schaltstimulus bei derartigen und ähnlichen Modulatoren herabzusetzen.

Die Kapitel 4.5 und 4.6 beschäftigten sich mit einer anderen, neueren Form von Filtern, die auf periodisch angeordneten, metallischen Resonatoren beruhen und eine frequenzselektive Oberfläche bilden. Auch diese Bauelemente können deshalb als schmalbandige Filter oder als Sensoren genutzt werden. Zunächst wurde in dieser Arbeit (Kapitel 4.5) untersucht, wie in derartigen Filtern gleichzeitig multiple, scharfe Resonanzen erzeugt werden können. Hinterlegt wurden die Daten aus der Veröffentlichung des Kapitels dabei mit zusätzlichen Mess- und Simulationsdaten. Filter, die gleichzeitig verschiedene, frei einstellbare Transmissions-Minima oder -Maxima gestatten, erlauben es, unterschiedliche Bänder gleichzeitig zu separieren oder als Dünnsfilmsensoren Informationen an mehreren Frequenzen zu sammeln.

Zusätzlich sind Eigenschaften derartiger Filter, die vom Einfallswinkel abhängen, von besonderem Interesse. Bis zur Veröffentlichung [VI] wurde aber noch keine Publikation vorgelegt, die sich mit einem besonders sensitiven Verhalten unter Drehung der Filter beschäftigt. Es gab ausschließlich Arbeiten, die versuchten, ein möglichst unempfindliches Verhalten unter Änderung des Einfallswinkels zu erreichen. Dabei wurde bisher außer Acht gelassen, dass für viele Anwendungen eine Optimierung auf eine besonders hohe Einfallswinkelsensitivität zahlreiche Vorteile bringen kann. So wird es mit derartigen Filtern möglich, Strahlungsquellen aus unterschiedlichen Richtungen zu unterdrücken oder einen Detektor vor unerwünschten, gestreuten Strahlungsanteilen abzuschirmen. In Kapitel 4.6 wurden die grundlegenden Eigenschaften untersucht, die zu einer erhöhten Winkelabhängigkeit führen. Dabei konnte gezeigt werden, dass eine erhöhte Sensitivität der periodischen Gitter auftritt, wenn der Abstand zum nächsten Nachbarn nahe der Wellenlänge der jeweiligen Resonanzfrequenz ist. Es handelt sich bei diesem Übergang genau um den Übergang von einem Metamaterial hin zu einem Beugungsgitter, bei dem winkelabhängige Interferenzeffekte auftreten. So wurde die Vermutung geäußert, dass es an diesem Punkt eine erhöhte Empfindlichkeit auf einen Phasenversatz zwischen der Anregung benachbarter Einheitszellen gibt. Mit diesem Wissen wurde anhand eines Metamoleküls mit multiplen, scharfen Resonanzen ein Filter experimentell demonstriert, der eine besonders hohe Sensitivität auf den Einfallswinkel bei nur einer Resonanz aufzeigt.

Zusammenfassend wurden in dieser Arbeit neue Filterkomponenten für den THz-Bereich demonstriert und untersucht. Diese hatten mitunter bemerkenswerte Eigenschaften. Zukünftig könnten die hier demonstrierten Konzepte zu innovativen und neuen Anwendungen führen, die den THz-Bereich weiter erschließen, oder sogar Gebrauch in anderen Frequenzdomänen finden.

LISTE EIGENER VERÖFFENTLICHUNGEN

IN DIESER ARBEIT VERWENDET:

- [I] **N. Born**, R. Gente, I. Al-Naib und M. Koch, "**Laser beam machined freestanding terahertz metamaterials**", *Electronics Letters*, Bd. 51, Nr. 13, S. 1012, 2015
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [II] **N. Born**, M. Reuter, M. Koch, und M. Scheller, "**High-Q terahertz bandpass filters based on coherently interfering metasurface reflections**", *Opt. Lett.*, Bd. 38, Nr. 6, S. 908, 2013.
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [III] **N. Born**, M. Scheller, M. Koch, und J. V. Moloney, "**Cavity enhanced terahertz modulation**", *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 103508, 2014.
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [IV] **N. Born**, A. Crunteanu, G. Humbert, A. Bessaudou, M. Koch, und B. Fischer, "**Switchable THz filter based on a Vanadium Dioxide layer inside a Fabry-Pérot cavity**", *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Bd. 5, Nr. 6, S. 1035, 2015.
 - Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [V] **N. Born**, I. Al-Naib, C. Jansen, T. Ozaki, R. Morandotti, und M. Koch, "**Excitation of multiple trapped-eigenmodes in terahertz metamolecule lattices**", *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 104, Nr. 10, S. 101107, 2014.
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [VI] **N. Born**, I. Al-Naib, C. Jansen, R. Singh, J. V. Moloney, M. Scheller, und M. Koch, "**Terahertz Metamaterials with Ultrahigh Angular Sensitivity**", *Advanced Optical Materials*, Bd. 3, Nr. 5, S. 642, 2015.
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft

NICHT IN DIESER ARBEIT VERWENDET:

- [VII] W. Lai, **N. Born**, L. M. Schneider, A. Rahimi-Iman, J. C. Balzer, und M. Koch, "Broadband antireflection coating for optimized terahertz beam splitters," *Opt. Mater. Express*, Bd. 5, Nr. 12, S. 2812, 2015.
 - Hilfe bei den Messungen und dem Veröffentlichen der Daten
- [VIII] M. Scheller, **N. Born**, W. Cheng, und P. Polynkin, "**Channeling the electrical breakdown of air by optically heated plasma filaments**", *Optica*, Bd. 1, Nr. 2, S. 125, 2014.
 - Messungen
- [IX] M. Scheller, X. Chen, G. O. Ariunbold, **N. Born**, J. Moloney, M. Kolesik, und P. Polynkin, "**Raman conversion in intense femtosecond Bessel beams in air**", *Phys. Rev. A*, Bd. 89, Nr. 5, S. 053805, 2014.
 - Messungen

- [X] **N. Born**, D. Behringer, S. Liepelt, S. Beyer, M. Schwerdtfeger, B. Ziegenhagen, und M. Koch, **"Monitoring plant drought stress response using terahertz time-domain spectroscopy,"** *Plant Physiol.*, Bd. 164, Nr. 4, S. 1571, 2014.
 - *Konstruktion der Messanordnung sowie das Begleiten der Messungen und der Auswertung, maßgebliche Autorschaft zusammen mit D. Behringer*
- [XI] R. Gente, **N. Born**, N. Voß, W. Sannemann, J. Léon, M. Koch, und E. Castro-Camus, **"Determination of Leaf Water Content from Terahertz Time-Domain Spectroscopic Data,"** *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, Bd. 34, Nr. 3–4, S. 316, 2013.
 - *Beteiligt an Messungen*
- [XII] R. J. B. Dietz, R. Wilk, B. Globisch, H. Roehle, D. Stanze, S. Ullrich, S. Schumann, **N. Born**, M. Koch, B. Sartorius, und M. Schell, **"Low Temperature Grown Be-doped InGaAs/InAlAs Photoconductive Antennas Excited at 1030 nm,"** *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, Bd. 34, Nr. 3–4, S. 231, 2013.
 - *Beteiligt bei Anrege-Abfrage Experimenten*
- [XIII] S. Busch, **N. Born**, M. Koch, und B. Fischer, **"Terahertz Reflection Gratings Made by Room-Temperature High-Pressure Molding,"** *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, Bd. 34, Nr. 7–8, S. 413, 2013.
 - *Erstellen von Simulationen*
- [XIV] N. Vieweg, **N. Born**, I. Al-Naib, und M. Koch, **"Electrically Tunable Terahertz Notch Filters,"** *J. Infrared. Millim. Terahertz Waves*, Bd. 33, Nr. 3, S. 327, 2012.
 - *Herstellung der ITO-Liniengitter auf Quarzglas*
- [XV] B. Scherger, **N. Born**, C. Jansen, S. Schumann, M. Koch, und K. Wiesauer, **"Compression Molded Terahertz Transmission Blaze-Grating,"** *Terahertz Sci. Technol. IEEE Trans.*, Bd. 2, Nr. 5, S. 556, 2012.
 - *Erstellen von Simulationen*
- [XVI] C. Jansen, I. A. I. Al-Naib, **N. Born**, und M. Koch, **"Terahertz metasurfaces with high Q-factors,"** *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 98, Nr. 5, S. 51109, 2011.
 - *Herstellung und Charakterisierung der Proben (Diplomarbeit)*
- [XVII] I. A. I. Al-Naib, C. Jansen, **N. Born**, und M. Koch, **"Polarization and angle independent terahertz metamaterials with high Q-factors,"** *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 98, Nr. 9, S. 91107, 2011.
 - *Herstellung und Charakterisierung der Proben (Diplomarbeit)*

LISTE ALLER BEITRÄGE AUF INTERNATIONALEN KONFERENZEN

IN DIESER ARBEIT VERWENDET:

- [i] **N. Born**, Jan C. Balzer, R. Gente, I. Al-Naib, und M. Koch, „**Freestanding Terahertz Metamaterials Fabricated by Laser Beam Machining**“, *CLEO, Optical Society of America*, 2015, S. JW2A.59
 - Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [ii] **N. Born**, I. Al-Naib, M. Scheller, C. Jansen, J. V. Moloney, und M. Koch, „**Trapped Eigenmodes in Terahertz Asymmetric Metamolecules**“, in *(IRMMW-THz), 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014.
 - Vortrag – Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft
- [iii] **N. Born**, L. M. Schneider, J. C. Balzer, I. Al-Naib, R. Singh, A. Velauthapillai, M. Scheller, J. V. Moloney, und Martin Koch, „**Multi-band Metamaterials with a Distinguished Angular Sensitivity**“, in *(IRMMW-THz), 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2015.
 - Präsentation – Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft

NICHT IN DIESER ARBEIT VERWENDET:

- [iv] R. Gente, **N. Born**, A. Velauthapillai, J. C. Balzer, und M. Koch, „Monitoring the water content of plant leaves with THz time domain spectroscopy“, in *(IRMMW-THz), 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves*, 2015.
 - Beteiligt an Messungen und dem Aufbau
- [v] M. Scheller, **N. Born**, J. V. Moloney, und P. G. Polynkin, „**Optical heating of femtosecond laser filaments for long-range guidance of electrical discharges in air**“, in *CLEO: QELS_Fundamental Science*, 2014, S. FTu3D–4.
 - Messungen
- [vi] **N. Born**, M. Scheller, J. V. Moloney, und M. Koch, „**Cavity Enhanced Modulation of Sharp THz Bands**“, in *(IRMMW-THz), 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014.
 - Präsentation – Herstellung und Charakterisierung, maßgebliche Autorschaft
- [vii] **N. Born**, R. Gente, D. Behringer, M. Schwerdtfeger, S. Busch, S. Liepelt, B. Ziegenhagen, und M. Koch, „**Monitoring the water status of plants using THz radiation**“, in *(IRMMW-THz), 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014.
 - Vortrag – Konstruktion der Messanordnung sowie das Begleiten der Messungen und der Auswertung, maßgebliche Autorschaft
- [viii] R. Gente, **N. Born**, N. Voß, W. Sannemann, J. Léon, M. Koch, und E. Castro-Camus, „**Water status in plants monitored by THz time-domain spectroscopy**“, in *Advanced Photonics 2013*, 2013, S. SM3B.5.
 - Beteiligt an Messungen und Auswertungen
- [ix] R. Gente, **N. Born**, M. Schwerdtfeger, S. Busch, T. Probst, G. Urbasch, K. Baum, und M. Koch, „**Terahertz radiation for {it in vivo} determination of plant water status**“, in

- International THz Conference, Wien: Oesterreichische Computer Gesellschaft, 2013, 2013.*
- *Beteiligt an Messungen und Auswertungen*
 - [x] **N. Born**, A. Velauthapillai, M. Reuter, M. Koch, und M. Scheller, “**High-Q, easy-to-realize terahertz bandpass filters based on Fabry-Pérot reflections between meta-surfaces,**” in *(IRMMW-THz), 2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2013.
 - *Herstellung, Charakterisierung und Erstellen von Simulationen, maßgebliche Autorschaft*
 - [xi] B. Scherger, M. Scheller, **N. Born**, C. Jansen, S. Wietzke, N. Vieweg, C. Jördens, K. Wiesauer, und M. Koch, “**Quasi-optical Devices for Terahertz Frequencies,**” in *(IRMMW-THz), 2012 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2012.
 - *Erstellen von Simulationen*
 - [xii] R. J. B. Dietz, R. Wilk, B. Globisch, H. Roehle, D. Stanze, U. S., S. Schumann, **N. Born**, N. Voss, M. Stecher, M. Koch, B. Sartorius, und M. Schell, “**Pulsed THz emission from low temperature grown Be-doped InGaAs/InAlAs photoconductive switches at 1030 nm excitation** (Invited),” in *(IRMMW-THz), 2012 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2012.
 - *Beteiligt an Messungen*
 - [xiii] **N. Born**, I. A. I. Al-Naib, C. Jansen, M. Wichmann, N. Vieweg, und M. Koch, “**Polarization and angle independent high Q-factor THz metamaterials,**” in *(IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2011.
 - *Vortrag – Herstellung und Charakterisierung, maßgebliche Autorschaft*
 - [xiv] A. I. Al-Naib, C. Jansen, **N. Born**, und M. Koch, “**High Q-factor planar terahertz metamaterials,**” in *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, 2010.
 - *Vortrag – Herstellung und Charakterisierung*

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] CAMPBELL: Physical Theory of the Electric Wave-Filter. In: *Bell System Technical Journal* Bd. 1, Wiley Online Library (1922), Nr. 2, S. 1–32
- [2] MUNK: *Frequency Selective Surfaces - Theory and Design* : A Wiley-Interscience Publication, 2000
- [3] KOCH: Terahertz communications: A 2020 vision. In: *NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics*, 2007 — ISBN 9781402065026, S. 325–338
- [4] KEMP; TADAY; COLE; CLUFF; FITZGERALD; TRIBE: Security Applications of Terahertz Technology. In: *Proc. SPIE 5070*. Bd. 5070, 2003, S. 44–52
- [5] PILBRATT; RIEDINGER; PASSVOGEL; CRONE; DOYLE; GAGEUR; HERAS; JEWELL; METCALFE; U. A.: Herschel Space Observatory - An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy Bd. 1 (2010), S. 7
- [6] SIEGEL: Terahertz technology. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Bd. 50 (2002), Nr. 3, S. 910–928 — ISBN 9783642157929
- [7] ULBRICHT; HENDRY; SHAN; HEINZ; BONN: Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy. In: *Reviews of Modern Physics* Bd. 83 (2011), Nr. 2, S. 543–586
- [8] JEPSEN; COOKE; KOCH: Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. In: *Laser & Photonics Reviews* Bd. 5 (2011), Nr. 1, S. 124–166
- [9] KEINDL; AVERITT: 4. Time-Resolved Terahertz Studies of Carrier Dynamics in Semiconductors, and Strongly Correlated Electron Materials. In: DEXHEIMER, S. L. (Hrsg.): *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications* : Crc Pr Inc, 2007 — ISBN 0849375258, S. 120
- [10] ALAN CHEVILLE: Terahertz Time-Domain Spectroscopy with Photoconductive Antennas. In: DEXHEIMER, S. L. (Hrsg.): *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications* : Crc Pr Inc, 2007, S. 1
- [11] DAI; XIE; ZHANG: Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases. In: *Physical Review Letters* Bd. 97 (2006), Nr. 10, S. 8–11 — ISBN 0031-9007
- [12] DEMBER: Photoelectromotive force in cuprous oxide crystals. In: *Phys. Z* Bd. 32 (1931), Nr. 1, S. 554–556
- [13] GU; TANI; KONO; SAKAI; ZHANG: Study of terahertz radiation from InAs and InSb. In: *Journal of Applied Physics* Bd. 91 (2002), Nr. 9, S. 5533–5537 — ISBN doi:10.1063/1.1465507
- [14] YEH; HOFFMANN; HEBLING; NELSON: Generation of 10 μ j ultrashort terahertz pulses by optical rectification. In: *Applied Physics Letters* Bd. 90 (2007), Nr. 17, S. 1–3 — ISBN 0003-6951
- [15] LILIENTAL-WEBER; CHENG; GUPTA; WHITAKER; NICHOLS; SMITH: Structure and carrier lifetime in LT-GaAs. In: *Journal of Electronic Materials* Bd. 22 (1993), Nr. 12, S. 1465–1469
- [16] GUPTA; FRANKEL; VALDMANIS; WHITAKER; MOUROU; SMITH; CALAWA: Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. In: *Applied Physics Letters* Bd. 59 (1991), Nr. 25, S. 3276–3278
- [17] WU; ZHANG: Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. In: *Applied Physics Letters* Bd. 67 (1995), Nr. 1995, S. 3523 — ISBN 0003-6951
- [18] DAI; LIU; ZHANG: Terahertz wave air photonics: Terahertz wave generation and detection with laser-induced gas plasma. In: *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* Bd. 17 (2011), Nr. 1, S. 183–190 — ISBN 1077-260X
- [19] VIEWEG; RETTICH; DENINGER; ROEHLE; DIETZ; GÖBEL; SCHELL: Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* (2014), S. 823–832 — ISBN 9781479938773
- [20] WITHAYACHUMNANKUL; NAFTALY: Fundamentals of measurement in terahertz time-domain spectroscopy. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 35 (2014), Nr. 8, S. 610–637
- [21] HARRIS: On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier

- transform. In: *Proceedings of the IEEE* Bd. 66 (1978), Nr. 1, S. 51–83
- [22] TONOUCHI: Cutting-edge terahertz technology. In: *Nature Photonics* Bd. 1 (2007), S. 97–105 — ISBN 1749-4885
- [23] KÜRNER; PRIEBE: Towards THz Communications - Status in Research, Standardization and Regulation. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 35 (2013), Nr. 1, S. 53 – 62
- [24] MAESTRINI; THOMAS; WANG; JUNG; TREUTTEL; JIN; CHATTOPADHYAY; MEHDI; BEAUDIN: Schottky diode-based terahertz frequency multipliers and mixers. In: *Comptes Rendus Physique* Bd. 11, Elsevier Masson SAS (2010), Nr. 7-8, S. 480–495
- [25] HÜBERS; PAVLOV; SEMENOV; KÖHLER; MAHLER; TREDICUCCI; BEERE; RITCHIE; LINFIELD: Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver. In: *Optics express* Bd. 13 (2005), Nr. 15, S. 5890–5896
- [26] SCHELLER; YOUNG; YARBOROUGH; MOLONEY; KOCH; D'AUBIGNY; WALKER: Heterodyne detection of intracavity generated terahertz radiation. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* Bd. 2 (2012), Nr. 3, S. 271–277
- [27] SCHELLER; DÜRRSCHMIDT; STECHER; KOCH: Terahertz quasi-time-domain spectroscopy imaging. In: *Applied optics* Bd. 50 (2011), Nr. 13, S. 1884–1888 — ISBN 1094-4087
- [28] CHEN; SU; WANG; ZHAO: Optically-controlled high-speed terahertz wave modulator based on nonlinear photonic crystals. In: *Optics express* Bd. 19 (2011), Nr. 4, S. 3599–603
- [29] LIN; WU; YANG; CHANG: Terahertz multichanneled filter in a superconducting photonic crystal. In: *Optics express* Bd. 18 (2010), Nr. 26, S. 27155–66
- [30] FEDOTOV; ROSE; PROSVIRNIN; PAPASIMAKIS; ZHELUDEV: Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry. In: *Physical Review Letters* Bd. 99, APS (2007), Nr. 14, S. 147401
- [31] VESELAGO: THE ELECTRODYNAMICS OF SUBSTANCES WITH SIMULTANEOUSLY NEGATIVE VALUES OF ϵ AND μ . In: *Physics-Uspokhi* Bd. 10, Turpion Ltd (1968), Nr. 4, S. 509–514
- [32] LUK'YANCHUK; ZHELUDEV; MAIER; HALAS; NORDLANDER; GIESSEN; CHONG: The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. In: *Nature materials* Bd. 9, Nature Publishing Group (2010), Nr. 9, S. 707–15
- [33] FANO: Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. In: *Phys. Rev.* Bd. 124, American Physical Society (1961), Nr. 6, S. 1866–1878
- [34] JANSEN; AL-NAIB; BORN; KOCH: Terahertz metasurfaces with high Q-factors. In: *Applied Physics Letters* Bd. 98, AIP (2011), Nr. 5, S. 51109
- [35] AL-NAIB; JANSEN; BORN; KOCH: Polarization and angle independent terahertz metamaterials with high Q-factors. In: *Applied Physics Letters* Bd. 98, AIP (2011), Nr. 9, S. 91107
- [36] SINGH; AL-NAIB; KOCH; ZHANG: Sharp Fano resonances in THz metamaterials. In: *Optics express* Bd. 19 (2011), Nr. 7, S. 6312–9
- [37] CAO; SINGH; AL-NAIB; HE; TAYLOR; ZHANG: Low-loss ultra-high-Q dark mode plasmonic Fano metamaterials. In: *Optics letters* Bd. 37 (2012), Nr. 16, S. 3366–8
- [38] CONG; MANJAPPA; XU; AL-NAIB; ZHANG; SINGH: Fano Resonances in Terahertz Metasurfaces: A Figure of Merit Optimization. In: *Advanced Optical Materials* (2015), Nr. AUGUST, S. n/a–n/a
- [39] SMITH; PADILLA; VIER; NEMAT-NASSER; SCHULTZ: Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. In: *Physical Review Letters* Bd. 84, APS (2000), Nr. 18, S. 4184–4187
- [40] SHELBY; SMITH; SCHULTZ: Experimental verification of a negative index of refraction. In: *Science* Bd. 292, American Association for the Advancement of Science (2001), Nr. 5514, S. 77
- [41] SCHURIG; MOCK; JUSTICE; CUMMER; PENDRY; STARR; SMITH: Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. In: *Science* Bd. 314 (2006), Nr. 5801, S. 977–80
- [42] NEU; KROLLA; PAUL; REINHARD; BEIGANG; RAHM: Metamaterial-based gradient index lens with strong focusing in the THz frequency range Abstract : In: *Optics Express* Bd. 18 (2010), Nr. 26, S. 27748–27757
- [43] JIANG; YE; HE; WANG; HU; FENG; KAN; ZHANG: An ultrathin terahertz lens with axial long

- focal depth based on metasurfaces. In: *Optics Express* Bd. 21 (2013), Nr. 24, S. 30030
- [44] RAHM; LI; PADILLA: THz Wave Modulators: A Brief Review on Different Modulation Techniques. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 34 (2012), Nr. 1, S. 1–27
 - [45] CHEN; PADILLA; CICH; AZAD; AVERITT; TAYLOR: A metamaterial solid-state terahertz phase modulator Bd. 3 (2009), Nr. March, S. 3–6
 - [46] HARA; SINGH; BRENER; SMIRNOVA; HAN; TAYLOR; ZHANG: Thin-film sensing with planar terahertz metamaterials : sensitivity and limitations Abstract : Bd. 16 (2008), Nr. 3, S. 1786–1795
 - [47] AL-NAIB; JANSEN; KOCH: Thin-film sensing with planar asymmetric metamaterial resonators. In: *Applied Physics Letters* Bd. 93 (2008), S. 83507
 - [48] WALTHER; HELGERT; ROCKSTUHL; SETZPFANDT; EILENBERGER; KLEY; LEDERER; TÜNNERMANN; PERTSCH: Spatial and spectral light shaping with metamaterials. In: *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.)* Bd. 24 (2012), Nr. 47, S. 6300–4
 - [49] WU; KHANIKAEV; ADATO; ARJU; YANIK; ALTUG; SHVETS: Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers. In: *Nature materials* Bd. 11, Nature Publishing Group (2012), Nr. 1, S. 69–75
 - [50] O'HARA; WITHAYACHUMNANKUL; AL-NAIB: A Review on Thin-film Sensing with Terahertz Waves. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 33 (2012), Nr. 3, S. 245–291
 - [51] WITHAYACHUMNANKUL; LIN; SERITA; SHAH; SRIRAM; BHASKARAN; TONOUCHI; FUMEAUX; ABBOTT: Sub-diffraction thin-film sensing with planar terahertz metamaterials. In: *Opt. Express* Bd. 20, OSA (2012), Nr. 3, S. 3345–3352
 - [52] REINHARD; SCHMITT; WOLLRAB; NEU; BEIGANG; RAHM: Metamaterial near-field sensor for deep-subwavelength thickness measurements and sensitive refractometry in the terahertz frequency range. In: *Applied Physics Letters* Bd. 100 (2012), Nr. 22, S. 221101
 - [53] AL-NAIB; JANSEN; KOCH: Applying the Babinet principle to asymmetric resonators. In: *Electronics Letters* Bd. 44, IET Digital Library (2008), Nr. 21, S. 1228–1229
 - [54] POZAR: *Microwave Engineering*. Bd. 3 : John Wiley and Sons, 2005
 - [55] TANABE; NOTOMI; KURAMOCHI; SHINYA; TANIYAMA: Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity. In: *Nature Photonics* Bd. 1 (2007), Nr. 1, S. 49–52
 - [56] LAUTERBORN: Coherent Optics: Fundamentals and Applications. In: *Optical Engineering* Bd. 35 (1996), Nr. 6 — ISBN 3540439331
 - [57] KOCH; RINKE: *Lithografie; Theorie und Anwendung von Fotolacken, Entwicklern, Ätzchemikalien und Lösemitteln* : MicroChemicals, 2008
 - [58] PEASE: Electron beam lithography. In: *Contemporary Physics* Bd. 22 (1981)
 - [59] SHAH; SRIRAM; BHASKARAN; NASABI; NGUYEN; ROWE; MITCHELL: Elastomer-Based Pneumatic Switch for Radio Frequency Microdevices. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* Bd. 21 (2012), Nr. 6, S. 1410–1417
 - [60] LI; SHAH; WITHAYACHUMNANKUL; UNG; MITCHELL; SRIRAM; BHASKARAN; CHANG; ABBOTT: Mechanically tunable terahertz metamaterials. In: *Applied Physics Letters* Bd. 102 (2013), Nr. 12, S. 121101
 - [61] LEE; KIM; KIM; KIM; CHOI; LEE; KIM; MIN: Reversibly stretchable and tunable terahertz metamaterials with wrinkled layouts. In: *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.)* Bd. 24 (2012), Nr. 26, S. 3491–7
 - [62] TAO; STRIKWERDA; FAN; BINGHAM; PADILLA; ZHANG; AVERITT: Terahertz metamaterials on free-standing highly-flexible polyimide substrates Bd. 232004 (2008), S. 4 — ISBN 10.1088/0022-3727/41/23/232004
 - [63] WANG; GU; GONG; QIU: An ultrathin terahertz quarter-wave plate using planar babinet-inverted metasurface Bd. 23 (2015), Nr. 9, S. 11114–11122
 - [64] KIM; MELINGER; KHACHATRIAN; CHARIPAR; AUYEUNG; PIQUÉ: Fabrication of terahertz metamaterials by laser printing. In: *Optics letters* Bd. 35 (2010), Nr. 23, S. 4039–41
 - [65] WALTHER; ORTNER; MEIER; LÖFFELMANN; SMITH; KORVINK: Terahertz metamaterials

- p>
fabricated by inkjet printing. In:
- Applied Physics Letters*
- Bd. 95 (2009), Nr. 25, S. 251107
- [66] MINKEVIČIUS; VOISIAT; MEKYS; VENCKEVIČIUS: Terahertz zone plates with integrated laser-ablated band-pass filters. In: *Electronics Letters* Bd. 49–50 (2013), Nr. 1, S. 49
 - [67] VOISIAT; BIČIŪNAS; KAŠALYNAS; RAČIUKAITIS: Band-pass filters for THz spectral range fabricated by laser ablation. In: *Applied Physics A* Bd. 104 (2011), Nr. 3, S. 953–958
 - [68] LAMAN; GRISCHKOWSKY: Terahertz conductivity of thin metal films. In: *Applied Physics Letters* Bd. 93 (2008), Nr. 5, S. 051105
 - [69] FALCONE; LOPETEGI; LASO; BAENA; BONACHE; BERUETE; MARQUES; MARTIN; SOROLLA: Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials. In: *Physical review letters* Bd. 93, APS (2004), Nr. 19, S. 197401
 - [70] SINGH; ROCKSTUHL; ZHANG: Strong influence of packing density in terahertz metamaterials. In: *Applied Physics Letters* Bd. 97 (2010), S. 241108
 - [71] MINKEVIČIUS; MADEIKIS; VOISIAT; KAŠALYNAS; VENCKEVIČIUS; RAČIUKAITIS; TAMOŠIŪNAS; VALUŠIS: Focusing Performance of Terahertz Zone Plates with Integrated Cross-shape Apertures. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 35 (2014), Nr. 9, S. 699–702
 - [72] SALEH; TEICH; WILEY: *Fourier 4.1 optics*. Bd. 5, 1991 — ISBN 0471839655
 - [73] HECKENBERG; McDUFF; SMITH; WHITE: Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. In: *Optics letters* Bd. 17 (1992), Nr. 3, S. 221
 - [74] CHEN; LIU; LIU; HONG: A terahertz photonic crystal cavity with high Q-factors. In: *Applied Physics B* (2013)
 - [75] DAI; ZHANG; ZHANG; GRISCHKOWSKY: Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. In: *Journal of the Optical Society of America B* Bd. 21 (2004), Nr. 7, S. 1379
 - [76] ZALICKI; ZARE: Cavity ring-down spectroscopy for quantitative absorption measurements. In: *The Journal of Chemical Physics* Bd. 102 (1995), Nr. 7, S. 2708
 - [77] KERSTING; STRASSER; UNTERRAINER: Terahertz phase modulator. In: *Electronics Letters* Bd. 36 (2000) — ISBN 1749-4885
 - [78] CHAN; CHEN; TAYLOR; BRENER; CICH; MITTLEMAN: A spatial light modulator for terahertz beams. In: *Applied Physics Letters* Bd. 94 (2009), Nr. 21, S. 213511
 - [79] YAN; SENSAL-RODRIGUEZ; LIU; JENA; XING: A new class of electrically tunable metamaterial terahertz modulators. In: *Optics express* Bd. 20 (2012), Nr. 27, S. 28664–71 — ISBN 1094-4087
 - [80] RAHM; LI; PADILLA: THz wave modulators: A brief review on different modulation techniques. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Bd. 34 (2013), S. 1–27
 - [81] ZHANG; GUO; CHEN; CHANG; YUAN: Liquid-crystal-filled photonic crystal for terahertz switch and filter. In: *Journal of the Optical Society of America B* Bd. 26 (2009), Nr. 1, S. 101 — ISBN 0740-3224
 - [82] HAN; PARK; CHO; KIM: Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber. In: *Applied Physics Letters* Bd. 80 (2002), Nr. 2002, S. 2634–2636 — ISBN 0-7803-6738-3
 - [83] CHEN; PADILLA; ZIDE; GOSSARD; TAYLOR; AVERITT: Active terahertz metamaterial devices. In: *Nature* Bd. 444, Nature Publishing Group (2006), Nr. 7119, S. 597–600
 - [84] DERST; WILBERTZ; BHATIA; KRÄTSCHMER; KALBITZER: Optical properties of SiC for crystalline/amorphous pattern fabrication. In: *Applied Physics Letters* Bd. 54 (1989), Nr. 18, S. 1722
 - [85] VAN EXTER; GRISCHKOWSKY: Optical and electronic properties of doped silicon from 0.1 to 2 THz. In: *Applied Physics Letters* Bd. 56 (1990), Nr. 17, S. 1694
 - [86] SCHRODER: Carrier lifetimes in silicon. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* Bd. 44 (1997), Nr. 1, S. 160–170
 - [87] GANIKHANOV; LIN; CHEN; CHANG; PAN: Subpicosecond carrier lifetimes in arsenic-ion-implanted GaAs. In: *Applied Physics Letters* Bd. 67 (1995), Nr. DECEMBER, S. 3465
 - [88] PASHKIN; KÜBLER; EHRKE; LOPEZ; HALABICA; HAGLUND; HUBER; LEITENSTORFER: Ultrafast insulator-metal phase transition in VO₂ studied by multiterahertz spectroscopy. In:

- Physical Review B* Bd. 83 (2011), Nr. 19, S. 195120
- [89] KALTENECKER; LEROY; CRUNTEANU; HUMBERT; FISCHER; WALTHER: THz Metamaterials based on Metal-Insulator Transition of VO₂ Patterns. In: *(IRMMW-THz), 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, S. 1–2
 - [90] LI; CHANG; WANG; LIN; BAI: A thermally tunable terahertz bandpass filter with insulator-metal phase transition of VO₂ thin film. In: *Optoelectronics Letters* Bd. 10 (2014), Nr. 3, S. 180–183
 - [91] CAO; WEI; SIMPSON; ZHANG; CRYAN: Fast tuning of double Fano resonance using a phase-change metamaterial under low power intensity. In: *Scientific reports* Bd. 4 (2014), S. 4463
 - [92] DUMAS-BOUCHIAT; CHAMPEAUX; CATHERINOT; CRUNTEANU; BLONDY: rf-microwave switches based on reversible semiconductor-metal transition of VO₂ thin films synthesized by pulsed-laser deposition. In: *Applied Physics Letters* Bd. 91 (2007), Nr. 22, S. 223505
 - [93] STEFANOVICH; PERGAMENT; STEFANOVICH: Electrical switching and Mott transition in VO₂. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* Bd. 12 (2000), Nr. 41, S. 8837
 - [94] RINI; CAVALLERI; SCHOENLEIN; LÓPEZ; FELDMAN; HAGLUND; BOATNER; HAYNES: Photoinduced phase transition in VO₂ nanocrystals: control of surface-plasmon resonance ultrafast Bd. 30 (2005), Nr. 5, S. 558–560
 - [95] LIU; HWANG; TAO; STRIKWERDA; FAN; KEISER; STERNBACH; WEST; KITTIWATANAKUL; U. A.: Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial. In: *Nature* Bd. 487, Nature Publishing Group (2012), Nr. 7407, S. 345–8
 - [96] DRISCOLL; KIM; CHAE; KIM; LEE; JOKERST; PALIT; SMITH; DI VENTRA; U. A.: Memory metamaterials. In: *Science* Bd. 325 (2009), Nr. 5947, S. 1518–1521
 - [97] VARGAS: *Planar Metamaterial Based Microwave Sensor Arrays for Biomedical Analysis and Treatment*: Springer Science & Business Media, 2014
 - [98] ENGHETA; ZIOLKOWSKI: *Metamaterials: physics and engineering explorations*: Wiley, 2006
 - [99] FEDOTOV; ROSE; PROSVIRNIN; PAPASIMAKIS; ZHELUDEV: Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry. In: *Physical Review Letters*. P.O. Box 218, Yorktown Heights, New York 10598 (1990)
 - [100] ZHELUDEV; PROSVIRNIN; PAPASIMAKIS; FEDOTOV: Lasing spaser. In: *Nature Photonics* Bd. 2, Nature Publishing Group (2008), Nr. 6, S. 351–354
 - [101] WITHAYACHUMNANKUL; LIN: Sub-diffraction thin-film sensing with planar terahertz metamaterials. In: *Opt. Express* Bd. 20 (2012), Nr. 3, S. 3345–3352
 - [102] MATEO-SEGURA; MEMBER; GOUSSETIS; FERESIDIS; MEMBER: Resonant Effects and Near-Field Enhancement in Perturbed Arrays of Metal Dipoles. In: *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* Bd. 58 (2010), Nr. 8, S. 2523–2530
 - [103] HILL; MUNK: The effect of perturbing a frequency-selective surface and its relation to the design of a dual-band surface. In: *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* Bd. 44 (1996), Nr. 3
 - [104] WU; YANG; ZHAO; ZHENG; DUAN; YUAN: Polarization-insensitive resonances with high quality-factors in meta-molecule metamaterials. In: *Optics Express* Bd. 22 (2014), Nr. 12, S. 14588
 - [105] BITZER; WALLAUER; MERBOLD; HELM; FEURER; WALTHER: Lattice modes mediate radiative coupling in metamaterial arrays. In: *Optics Express* Bd. 17 (2009), Nr. 24, S. 22108–22113
 - [106] ZHU; MA; SUN; DING; HE; ZHOU; MA: Ultra-broadband terahertz metamaterial absorber. In: *Applied Physics Letters* Bd. 105 (2014), Nr. 2, S. 021102
 - [107] TAO; BINGHAM; STRIKWERDA; PILON; SHREKENHAMER; LANDY; FAN; ZHANG; PADILLA; U. A.: Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization. In: *Physical Review B* Bd. 78 (2008), Nr. 24, S. 241103
 - [108] PAPASIMAKIS; FU; FEDOTOV; PROSVIRNIN; TSAI; ZHELUDEV: Metamaterial with polarization and direction insensitive resonant transmission response mimicking electromagnetically induced transparency. In: *Applied Physics Letters* Bd. 94, AIP

- (2009), Nr. 21, S. 211902
- [109] PAPASIMAKIS; FEDOTOV; FU; TSAI; ZHELUDEV: Coherent and incoherent metamaterials and order-disorder transitions. In: *Physical Review B* Bd. 80 (2009), Nr. 4, S. 041102
- [110] FEDOTOV; PAPASIMAKIS; PLUM; BITZER; WALTHER; KUO; TSAI; ZHELUDEV: Spectral Collapse in Ensembles of Metamolecules. In: *Physical review letters* Bd. 104, American Physical Society (2010), Nr. 22, S. 223901

Veröffentlichung [I]

**Electronics Letters, Bd. 51, Nr. 13, S. 1012,
2015**

**Laser beam machined freestanding terahertz
metamaterials**

N. Born, R. Gente, I. Al-Naib, M. Koch

© Electronics Letters. Copyright 2015, IET The Institution of Engineering and Technology."

Reproduced by permission of the Institution of Engineering & Technology

<http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el.2015.0655>

Veröffentlichung [II]

Optics Letters, Bd. 38, Nr. 6, S. 908, 2013.

High-Q terahertz bandpass filters based on
coherently interfering metasurface reflections

N. Born, M. Reuter, M. Koch, M. Scheller

© Optics Letters [2013] Optical Society of America. One print or electronic copy may be made for personal use only. Systematic reproduction and distribution, duplication of any material in this paper for a fee or for commercial purposes, or modifications of the content of this paper are prohibited.

<https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-38-6-908>

Veröffentlichung [III]

**Applied Physics Letters, Bd. 104, Nr. 10,
S. 103508, 2014.**

Cavity Enhanced Terahertz Modulation

N. Born, M. Scheller, M. Koch, J. V. Moloney

© Reprinted with permission from Applied Physics Letters. Copyright 2014, AIP Publishing LLC.

Veröffentlichung [IV]

**IEEE Transaction on Terahertz Science and
Technology, Bd. 5, Nr. 6, S.1035, 2015.**

**Switchable THz filter based on a Vanadium
Dioxide layer inside a Fabry-Pérot cavity**

**N. Born, A. Crunteanu. G. Humbert. A. Bessaudou, M.
Koch, B. M. Fischer**

© 2015 IEEE. Reprinted; In reference to IEEE copyrighted material which is used with permission in this thesis, the IEEE does not endorse any of Philipps-Universität Marburg's products or services. Internal or personal use of this material is permitted. If interested in reprinting/republishing IEEE copyrighted material for advertising or promotional purposes or for creating new collective works for resale or redistribution, please go to:

http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/rights_link.html ,
to learn how to obtain a License from RightsLink. If applicable, University Microfilms and/or ProQuest Library, or the Archives of Canada may supply single copies of the dissertation.

<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=7289482>

Veröffentlichung [V]

**Applied Physics Letters, Bd. 104, Nr. 10,
S. 101107, 2014.**

**Excitation of Multiple Trapped-Eigenmodes in
Terahertz Metamolecule Lattices**

**N. Born, I. Al-Naib, C. Jansen, T. Ozaki, R. Morandotti, M.
Koch**

© Reprinted with permission from Applied Physics Letters. Copyright 2014, AIP Publishing LLC.

Veröffentlichung [VI]

**Advanced Optical Materials, Bd. 3, Nr. 5,
S. 642, 2015.**

**Terahertz Metamaterials with Ultrahigh
Angular Sensitivity**

**N. Born, I. Al-Naib, C. Jansen, R. Singh, J. V. Moloney, M.
Scheller, M. Koch**

© 2015 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

**[http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201400469/abstract?
userIsAuthenticated=false&deniedAccessCustomisedMessage=](http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.201400469/abstract?userIsAuthenticated=false&deniedAccessCustomisedMessage=)**

Konferenzbeitrag [i]

**CLEO: Applications and Technology, paper:
JW2A.59**

**San Jose, California United States
2015**

**Freestanding Terahertz Metamaterials
Fabricated by Laser Beam**

N. Born, J. C. Balzer, R. Gente, I. Al-Naib, M. Koch

© CLEO [2015] Optical Society of America. One print or electronic copy may be made for personal use only. Systematic reproduction and distribution, duplication of any material in this paper for a fee or for commercial purposes, or modifications of the content of this paper are prohibited.

https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=CLEO_AT-2015-JW2A.59

Konferenzbeitrag [ii]

IRMMW-THz: 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves

Tucson, Arizona, United States

2014

Trapped Eigenmodes in Terahertz Asymmetric Metamolecules

**N. Born, I. Al-Naib, M. Scheller, C. Jansen, J. V. Moloney,
M. Koch**

© 2014 IEEE. Reprinted; In reference to IEEE copyrighted material which is used with permission in this thesis, the IEEE does not endorse any of Philipps-Universität Marburg's products or services. Internal or personal use of this material is permitted. If interested in reprinting/republishing IEEE copyrighted material for advertising or promotional purposes or for creating new collective works for resale or redistribution, please go to:

http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/rights_link.html ,
to learn how to obtain a License from RightsLink. If applicable, University Microfilms and/or ProQuest Library, or the Archives of Canada may supply single copies of the dissertation.

http://www.irmmw-thz2014.org/sites/default/files/R3_C-32.8_Born.pdf

Konferenzbeitrag [iii]

IRMMW-THz: 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves

Hong Kong, China

2015

Multi-band Metamaterials with a Distinguished Angular Sensitivity

**N. Born, L. M. Schneider, J. C. Balzer, I. Al-Naib, R. Singh, A.
Velauthapillai, M. Scheller, J. V. Moloney and Martin Koch**

© 2015 IEEE. Reprinted; In reference to IEEE copyrighted material which is used with permission in this thesis, the IEEE does not endorse any of Philipps-Universität Marburg's products or services. Internal or personal use of this material is permitted. If interested in reprinting/republishing IEEE copyrighted material for advertising or promotional purposes or for creating new collective works for resale or redistribution, please go to:

http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/rights_link.html ,
to learn how to obtain a License from RightsLink. If applicable, University Microfilms and/or ProQuest Library, or the Archives of Canada may supply single copies of the dissertation.

<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=7327908>

